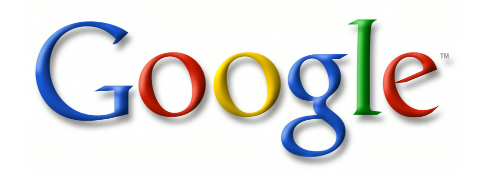
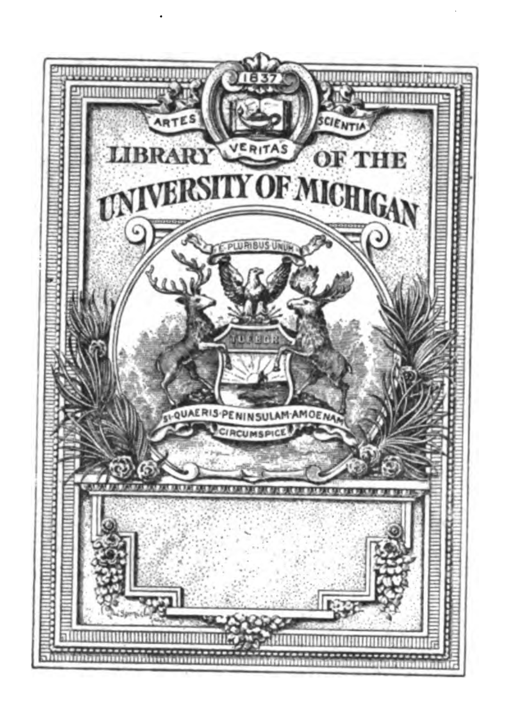
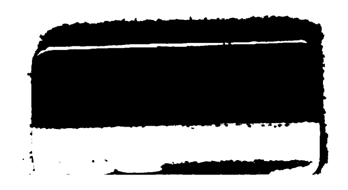



B 482214




1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Professor Dr. **M. Abraham,** Professor Dr. **L. Ambronn,** Professor Dr. **H. Boruttau,** Professor Dr. **A. Coehn,** Professor Dr. **Th. Des Coudres,** Professor Dr. **W. Kaufmann,** Professor Dr. **H. Lorenz,** Professor Dr. **E. Meyer,** Professor Dr. **L. Rhumbler,** Professor Dr. **K. Schaum,** Professor Dr. **G. C. Schmidt,** Professor Dr. **K. Schwarzschild,** Professor Dr. **E. Wiechert,** Professor Dr. **E. Zermelo.**

Herausgegeben von

Dr. E. RIECKE
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

und

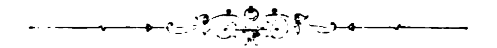
Dr. H. TH. SIMON
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

Redaktion: Professor Dr. **E. BOSE** in Danzig (Oliva)

NEUNTER JAHRGANG.

1908.

Mit acht Tafeln.



Leipzig,
Verlag von S. Hirzel.
1908.

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (B.) = Besprechung, (N.) = 79. u 80. Naturforscherversammlung.

Seite

A.

Abendroth, W., Leitfaden der Physik. II. (B.) . . 78
Absorbierende Medien: Zur Brechung und Absorption des Lichtes in —, v. H. Erfle 563
Absorption: Über die — der β-Strahlen einiger Radioelemente, v. O. Hahn u. L. Meitner 321
— Zur Brechung und — des Lichtes in absorbierenden Medien, v. H. Erfle 563
— Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische — im Bandenspektrum, v. J. Stark . . . 889
Absorptionskoeffizient: Bestimmung des — von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen, v. M. Kofler 6
Additionstheorem: Das — der Entropie, v. M. Laue. (N.) 778
Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und Optik und verwandter Berufszweige. (B.) 142
Aktinium: — C, ein neues kurzlebiges Produkt des —, v. O. Hahn u. L. Meitner 649
— Über die β-Strahlen des —, v. O. Hahn u. L. Meitner 697
Aktinometer: Ein neues —, v. W. A. Michelson . . 18
Aktion: Bemerkungen zum Prinzip der — und Reaktion in der allgemeinen Dynamik, v. M. Planck. (N.) . 828
Aktive Körper: Eine Einwirkung natürlich — auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling), v. W. Voigt. (N.) 782
Aktivierung: Über die — der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation, v. H. W. Schmidt 184
Alkalien: Über die Spektren der —, v. C. Runge . . 1
— — Bemerkungen hierzu, v. W. Ritz 244
Alkalimetalle: Über die Radioaktivität von Kalium und anderen —, v. J. C. Mc Lennan 510
Almy, J. E., Minimum-Funkenpotentiale 498
Anderson, J. A., Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht . . . 707
Anfangsgeschwindigkeiten: Über die — lichtelektrischer Elektronen, v. E. Ladenburg u. K. Markau. (N.) 821
Anilinfarbelösungen: Über die Lichtabsorption in — vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz, v. S. Kalandek 128
Anisotrope Flüssigkeiten: Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von —, v. E. Bose 707
— Zur Theorie der —, v. E. Bose 708
Anomale Dispersion: Einfluß von Temperaturänderungen auf die — in Kristallen, v. J. Becquerel . . . 94
Anomale magnetische Rotationsdispersion: — des Neodyms, v. R. W. Wood 148
— — Bemerkung hierzu, v. G. J. Elias 355
Anomales Verhalten: Ein — in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen, v. H. Schlundt u. R. B. Moore 81
Arendt, O., Die elektrische Wellentelegraphie. (B.) . 352
Argon: Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen — und Helium, v. J. Wachsmuth 235
Aspirations-Psychrometer-Tafeln. (B.) 848
Astronomie: Jahrbuch der —. (französ.) 1908. (B.) . . 480
Astrophysik: Populäre —, v. J. Scheiner. (B.) . . 583
Asymmetrieprodukt: Über das sogenannte —, v. E. Bose 860
Asymmetrische Triplets: Neue Beobachtungen über —, v. P. Zeeman 340
— — Berichtigung 416
Athanasiadis, G., Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differentialtelephons 225
— Lehrbuch der Physik. I. (B.) 272
Äther: Der —, v. H. Woods. (B.) 174
— Die Beziehung zwischen Materie und — im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität, v. J. J. Thomson 543
— Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im —, v. J. J. T. Chabot . . 805
Ätherbewegungen: Über —, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen, v. Lord Kelvin 2
Atmosphäre: Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der — an radioaktiven Substanzen, v. K. Kurz . . 177
— Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der — seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des Thoriums andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium, v. G. A. Blanc 294
— Beobachtungen über die Radioaktivität der — im Hochgebirge, v. A. Gockel u. Th. Wulf 907
Atmosphärische Radioaktivität: Über die Bestandteile der —, v. H. M. Dadourian 333
— Beobachtungen der — vom Freiballon aus, v. H. Flemming 801
Atmosphärische Zerstreuungsmessungen: Zur Erklärung der Unipolarität bei —, v. K. Kurz 218
Atome: Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von — oder Molekülen mit oder ohne Elektronen, v. Lord Kelvin 2
— Moleküle, —, Weltäther, v. G. Mie. (B.) 848
Atomzerfall und Serienspektren, v. A. L. Bernoulli. (N.) 745
Auerbach, F., Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung in Jena. (B.) 175
Aureole: Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen —, v. W. Krebs. (N.) 847
Austin, L. W., Kontakt-Gleichrichter 253
Autochrom-Photographie: Die — und die verwandten Dreifarbenraster-Verfahren, v. E. König. (B.) . . 800

B.

Bädeker, K., Über eine eigentümliche Form elektrischen Leitvermögens 431
— u. **E. Pauli**, Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür 431
Ballon: Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Frei— aus, v. H. Flemming 801

Seite

Ballonfahrten: Luftdruckvariometer zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei —, v. A. Bestelmeyer. (N.) . . . 863
Bandenspektra: Zur Energetik und Chemie der —, v. J. Stark . . . 85, 356
— Über das — des Fluorkalziums, v. B. Walter . . 233
— Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im —, v. J. Stark . . . 889
Bandklemme: Eine —, v. W. Kaufmann. (Prakt. Ecke.) 616
Barkhausen, H., Das Problem der Schwingungserzeugung. (B.) . . . 207
Battelli, A., Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. V. . . 154
— Spezifische Wärme von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden . . . 671
— u. **L. Magri**, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern . . . 156
— — Berichtigung . . . 208
Baumgardt, L., Kleine periodische elektromotorische Kräfte beliebigen zeitlichen Verlaufs . . . 260
Baeyer, O. v., Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke. (N.) . . . 831
Becquerel, J., Einfluß von Temperaturänderungen auf die anomale Dispersion in Kristallen . . . 94
Becquerelstrahlen: Messungen an —. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie, v. A. H. Bucherer. (N.) . . . 755
Benischke, G.: Entgegnung auf seine Bemerkungen **8**, 924, 1907, v. W. Eickhoff . . . 202, 405
Benndorf-Elektrometer: Registrierungen der Niederschlagselektrizität mit dem —, v. K. Kähler . . 258
Berget, A. u. J. Chappuis, Vorlesungen über allgemeine Physik. I. (B.) . . . 582
Bergmann, A.: Über eine räumliche Darstellung der Serienschwingungen und über die neue, von — entdeckte Serie des Kaliums, v. E. Riecke . . . 241
Berndt, G., Chemische Reaktionen im Magnetfelde . 512
— Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen. (N.) 750
Bernoulli, A. L., Atomzerfall und Serienspektren. (N.) 745
Bestelmeyer, A., Positive Elektronen? . . . 541
— Luftdruckvariometer zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei Ballonfahrten. (N.) . . . 863
Bewegte Flächen: Über den Lichtdruck auf — und die Mitführung des Lichts, v. R. v. Hirsch. I. II. 495, 901
Bidlingmaier, F., Der Doppelkompaß. (Ref.) . . . 382
Bishopsche Aureole: Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer —, v. W. Krebs. (N.) 847
Blanc, G. A., Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des Thoriums andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium . . . 294
Blei: Über das Vorkommen von Radium *D*, *E*, *F* im gewöhnlichen —, v. J. Elster u. H. Geitel . . 289
Blochmann, R., Luft, Wasser, Licht und Wärme. (B.) 270
Bodenluft: Über den Gehalt der — an radioaktiver Emanation, v. A. Gockel . . . 304
Boltwood, B. B., Über die Lebensdauer des Radiums 502
Börnstein, R., Die Lehre von der Wärme. (B.) . . 583
Boruttau, H., Lehrbuch der medizinischen Physik. (B.) 480
Bose, E., Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten . . . 707
— Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten . . . 708
— Über das sogenannte Asymmetrieprodukt . . . 860
— u. **F. Conrat**, Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten . . . 169
Bosscha, J., Lehrbuch der Physik. IV 2. (B.) . . . 272
Bouasse, H., Physikalische Grundlagen der Musik. (B.) 77
Bouvet-Meer: Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des —, v. W. Krebs. (N.) . . . 846
Brechung: Zur — und Absorption des Lichtes in absorbierenden Medien, v. H. Erfle . . . 563
Brendel, M., Das Nordlicht vom 30. Juni . . . 675
— — Vergl. auch W. Kaufmann und W. Krebs 606, 647

Seite

Bromsilber-Gelatineplatte: Die Entwicklung der photographischen — bei zweifelhaft richtiger Exposition, v. A. v. Hübl. (B.) . . . 647
Brownsche Molekularbewegung: Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der —, v. M. Seddig . . 465
Bruns, J., Die Telegraphie in ihrer Entwickelung und Bedeutung. (B.) . . . 448
Bryan, G. H., Thermodynamik. (B.) . . . 206
Bucherer, A. H., Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie. (N.) . . . 755
Bunsengesellschaft: XV. Hauptversammlung der deutschen — . . . 447
Büschellichtbogen: Bemerkung über Lichtbogen und —, v. M. Toepler . . . 372

C.

Cantor, M., Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes. (N.) . . . 887
Cermak, P. u. H. W. Schmidt, Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen. (N.) . . . 816
Chabot, J. J. T., Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil . . . 226
— Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther . . . 805
Chappuis, J. u. A. Berget, Vorlesungen über allgemeine Physik. I. (B.) . . . 582
Chemie: Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen —, v. R. Namias. I. (B.) . . . 48
— Einführung in die organische —, v. O. Diels. (B.) 78
— Jahrbuch der —. XVI. (B.) . . . 140
— Handbuch der angewandten physikalischen —. VII bis IX. (B.) . . . 384
— Allgemeine — der Kolloide, v. A. Müller. (B.) . 384
Chemische Absorption: Weitere Bemerkungen über die thermische und — im Bandenspektrum, v. J. Stark 889
Chemische Reaktionen im Magnetfelde, v. G. Berndt 512
Chronoskop: Ein elektrochemisches —, v. P. Spies. (Briefk.) . . . 144
Classen, J., Eine Neubestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathodenstrahlen. (N.) . . . 762
Coblentz, W. W., Ultrarote Emissionsspektren . . . 60
— Strahlung bei Zimmertemperatur . . . 64
— — Berichtigung . . . 144
Conrat, F. u. E. Bose, Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten . . . 169
Corbino, O. M., Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann . . . 193
— Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz . . . 195
— — Bemerkung hierzu, v. R. Rüdenberg . . . 556
— — Antwort v. O. M. Corbino . . . 704
— Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik . . . 344
— — Bemerkung hierzu, v. M. Laue . . . 617
— — Nachtrag v. M. Laue . . . 907
— Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes . . . 408
— Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand . . . 411
— Über die vom Voltaeffekt herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft . . . 461
— Die Lichtemission seitens eines glühenden Dampfes in einem Magnetfelde unter verschiedenem Azimut . 669
— Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme . . . 704
Crew, H., Allgemeine Physik. (B.) . . . 799

D.

Seite

Dadourian, H. M., Über die Bestandteile der atmosphärischen Radioaktivität 333
Dampf: Die Lichtemission seitens eines glühenden — in einem Magnetfelde unter verschiedenem Azimut, v. O. M. Corbino 669
Dampfdruck: Theoretische Bestimmung des — fester und flüssiger Kohlensäure, v. E. Falck 433
Dämpfung: Über Messung der — in elektrischen Schwingungskreisen, v. K. E. F. Schmidt 13
— Über die Bestimmung der — von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung, v. B. Mackû 437
— — Bemerkung hierzu, v. M. Wien 537
— — Antwort v. B. Mackû 646
Dämpfungsmesser: Die Frequenzmesser und — der Strahlentelegraphie, v. E. Nesper. (B.) 352
Dämpfungsmessungen: Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei —, v. R. H. Rendahl 135
— — Bemerkung hierzu, v. H. Rausch v. Traubenberg u. B. Monasch 251
Danne, J., Über die von den Herren Sarasin und Tommasina erhaltenen Kurven der induzierten Radioaktivität 306
Debije, P., Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens. (N.) . 775
Dechend, H. v. u. **F. Himstedt**, Über Spektralanalyse des Glimmlichtes in verschiedenen Gasen 852
Deinhardt, K. u. **A. Schlomann**, Illustrierte technische Wörterbücher. II. Elektrotechnik. (B.) 799
Dember, H., Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen 188
Dessau, B. u. **A. Righi**, Die Telegraphie ohne Draht. (B.) 520
Dessauer, F. u. **B. Wiesner**, Leitfaden des Röntgenverfahrens. (B.) 480
Determann, H., Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von Flüssigkeiten 375
Diamagnetismus: Paramagnetismus und —, v. R. Gans 10
Dichten: Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 ausgeführten Untersuchungen über die — der Gase, v. Ph. A. Guye. (Ref.) 47
Diels, O., Einführung in die organische Chemie. (B.) 78
Differentialrechnung: Lehrbuch der — und Integralrechnung, v. H. A. Lorentz. (B.) 175
— Einführung in die — und Integralrechnung, v. F. L. Kohlrausch. (B.) 270
Differentialtelephon: Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels —, v. G. Athanasiadis 225
Dispersion: Einfluß von Temperaturänderungen auf die anomale — in Kristallen, v. J. Becquerel . . . 94
— Zur Theorie der —, v. L. Mandelstam 308
— — Bemerkung hierzu, v. M. Planck 354
— — Antwort v. L. Mandelstam 641
— Über den Einfluß der — auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke, v. O. v. Baeyer. (N.) 831
— Über die — des leuchtenden Wasserstoffs, v. R. Ladenburg u. St. Loria. (N.) 875
Dissymmetrien: Zur Erklärung der — Zeemanscher Triplets, v. W. Voigt 353
Doglio, P., Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren 190
Donle, W., Lehrbuch der Experimentalphysik. (B.) . 78
Doppelbrechung: Bemerkungen zur Theorie der durch äußere Einwirkung erzeugten —, v. F. Pockels . 314
Doppelkompaß: Der —, seine Theorie und Anwendung in der Praxis, v. F. Bidlingmaier. I. (Ref.) . . 382
Drahtlose Telegraphie: Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete —, v. J. Zenneck 553
Drecker, Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur. (N.) 754

Seite

Drehfelderzeugung: Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und —, v. L. Kann 445
Drehstromerzeugung: Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der — und Drehfelderzeugung, v. L. Kann 445
Drehung: Beobachtungen über natürliche und magnetische — der Polarisationsebene in Kristallen von K. Honda, v. W. Voigt 585
Dreifarbenraster-Verfahren: Die Autochrom-Photographie und die verwandten —, v. E. König. (B.) . . . 800
Druck: Der osmotische — kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration, v. A. W. Porter . . . 24
— Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe —, v. J. E. Petavel 74
— Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner —, v. K. Scheel u. W. Heuse. (N.) 784
Druckluftpumpe: Demonstration einer neuen Saug- und — nach Gaede, v. G. Meyer. (N.) 780
Dulong: Zum Gesetze von — und Petit, v. A. Wigand 66
— — Bemerkung hierzu, v. P. Rohland 318
Durchdringungskräftige Strahlung: Die —, v. W. W. Strong 117
Dynamik: Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen —, v. M. Planck. (N.) 828
Dynamoelektrische Maschinen: Die —, v. S. P. Thompson. I. (B.) 320
Dziobek, O., Die Grundlagen der Mechanik. (B.) . 176

E.

Eickhoff, W., Über das Sprühen von Kondensatoren 202, 405
Einstein, A., Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen 216
Einsteinsche Theorie: Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz- —, v. A. H. Bucherer. (N.) 755
Eisenkern: Die Entladung in Spulen mit —, v. A. Battelli u. L. Magri 156
— — Berichtigung 208
Eisenverbindungen: Über Hysteresis bei einigen —, v. G. Berndt. (N.) 750
Elastisches Element: Über das — der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther, v. J. J. T. Chabot 805
Elastizität: Lehrbuch der —, v. A. E. H. Love. (B.) . 174
— Einige Beobachtungen über — und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller, v. W. Voigt 256
Elastizitätstheorie: Proseminar-Aufgaben aus der —, v. A. Leon. (B.) 207
— Die wichtigsten Lehren der höheren —, v. A. Föppl. (B.) 270
— Über die Lösung der Grundprobleme der —, v. A. Korn. (N.) 736
Elektrische Bahnen: Die — und ihre Betriebsmittel, v. H. Kyser. (B.) 273
Elektrisches Feld: Phosphor- und Paraffinflamme im —, v. Chr. Ries 110
Elektrische Kraftlinien: Eine neue Methode der Darstellung —, v. C. Fischer 221
Elektrische Leitfähigkeit: Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der — der Metallegierungen, v. W. Guertler. . . . 29
— — Erwiderung v. E. Rudolfi 198
— — Bemerkung hierzu, v. W. Guertler. 404
— — Antwort v. E. Rudolfi 607
— Über die — einiger fester Substanzen, v. J. Koenigsberger u. K. Schilling 347
— Die — der wäßrigen Lösungen, v. A. A. Noyes. (B.) 416
Elektrischer Leitungswiderstand: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den — der Solenoide für Ströme hoher Frequenz, v. A. Battelli. V. 154
Elektrisches Leitvermögen: Das — von festem Kupferjodür, v. K. Bädeker u. E. Pauli 431
— Über eine eigentümliche Form —, v. K. Bädeker 431
Elektrische Licht- und Kraftanlagen: Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für — auf?, v. F. Hoppe. (B.) 352

Seite

Elektrische Schwingungen: Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter —, v. M. Wien . . 49
— — Bemerkung hierzu, v. R. H. Rendahl 203
— — Erwiderung v. M. Wien 308
— Über die —, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann, v. O. M. Corbino 193
— Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche — hoher Frequenz, v. O. M. Corbino 195
— — Bemerkung hierzu, v. R. Rüdenberg 556
— — Antwort v. O. M. Corbino 704
— Über Demonstration langsamer —, v. W. König. (N.) 788
— Über neuere Methoden der Erzeugung —, v. H. Th. Simon. (N.) 865
Elektrische Schwingungskreise: Über Messung der Dämpfung in —, v. K. E. F. Schmidt 13
Elektrischer Strom: Über eine neue Wirkung des —, v. M. Cantor. (N.) 887
Elektrische Systeme: Die Untersuchung — auf Grundlage der Superpositionsprinzipien, v. H. Hausrath. (B.) 415
Elektrische Wellentelegraphie: Die —, v. O. Arendt. (B.) 352
Elektrischer Widerstand: Über den — der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen, v. G. Niccolai 367
Elektrisierte Kugel: Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer — hervorgerufene Energiestrahlung, v. G. F. C. Searle. (N.) 878
Elektrizität: Die Theorie der Experimental- —, v. W. C. D. Whetham. (B.) 141
— Die — als Licht- und Kraftquelle, v. P. Eversheim. (B.) 142
— Die — und ihre Anwendungen, v. L. Graetz. (B.) 175
— Registrierungen der Niederschlags- — mit dem Benndorf-Elektrometer, v. K. Kähler 258
— Die Beziehung zwischen Materie und Äther im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der —, v. J. J. Thomson 543
— Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der — in dichten ionisierten Gasen, v. L. Heis . . . 620
Elektrizitätsmengen: Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner —, v. A. Einstein 216
— Die im Induktionsfunken übergehende — und dessen sogenannter Widerstand, v. O. M. Corbino . . . 411
Elektrochemie: Grundzüge der —, v. R. Lüpke. (B.) 174
Elektrochemisches Chronoskop: Ein —, v. P. Spies. (Briefk.) 144
Elektroden: Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metall- —, v. A. Grau u. F. Ruß 107
— — Berichtigung 176
— Über die Aktivierung der zentralen — eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation, v. H. W. Schmidt 184
Elektrodynamik: Über die Grundlagen der — und die Theorie der schwarzen Strahlung, v. W. Ritz . . 903
Elektrolyte: Eine Methode zur Messung der Widerstände von — mittels Differentialtelephons, v. G. Athanasiadis 225
Elektromagnetisches Feld: Die Energiewanderung im permanenten — gemäß dem Theorem von Poynting, v. K. Uller 529
— Das — um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens, v. P. Debije. (N.) 775
Elektromagnetische Schwingungen: Über die Verwendung kontinuierlicher — bei Dämpfungsmessungen, v. R. H. Rendahl 135
— — Erwiderung hierzu, v. H. Rausch v. Traubenberg u. B. Monasch 251
Elektromechanische Anwendungen, v. S. Herzog. (B.) 550
Elektrometer: Über ein Saiten- —, v. C. W. Lutz . . 100
— Registrierungen der Niederschlagselektrizität mit dem Benndorf- —, v. K. Kähler 258
— Verbesserungen am Saiten- —, v. C. W. Lutz . . 642
— Die Justierung des Quadrant- —, v. H. Scholl . . 915
Elektromotorische Kräfte: Kleine periodische — beliebigen zeitlichen Verlaufs, v. L. Baumgardt . . . 260

Elektronen: Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne —, v. Lord Kelvin 2
— Über das Vorhandensein positiver — im Natriumatom, v. R. W. Wood 124
— v. O. Lodge. (B.) 208
— Positive —?, v. A. Bestelmeyer. 541
— Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer —, v. E. Ladenburg u. K. Markau. (N.) . . . 821
— Die Energiestrahlung seitens eines —, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt, v. G. F. C. Searle. (N.) 884
Elektronentheorie und Valenzlehre, v. H. Kauffmann 311
— — Bemerkung hierzu, v. J. Stark 356
— Das Energieprinzip in der Lorentzschen —, v. J. Radakovits 804
Elektronenwelt: Energietransport in der —, v. W. H. Julius 469
— — Berichtigung 551
Elektrostatische Methode: Eine neue — zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen, v. A. Einstein . . . 216
Elektrotechnik: Die Isoliermittel der —, v. K. Wernicke. (B.) 448
— Illustrierte technische Wörterbücher. II. —, v. C. Kinzbrunner. (B.) 799
Elias, G. J., Über anomale magnetische Rotationspolarisation der seltenen Erden 355
Elster, J. u. H. Geitel, Über das Vorkommen von Radium *D*, *E*, *F* im gewöhnlichen Blei 289
Emanation: Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radium- — in Lösungen und Gemischen, v. M. Kofler 6
— Über den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver —, v. A. Gockel 304
Emden, R., Gaskugeln. (B.) 206
Emission: Über die — polarisierten Lichtes seitens fluoreszierender Gase, v. R. W. Wood 590
Emissionsspektren: Ultrarote —, v. W. W. Coblentz . 60
Emissionsvermögen: Änderung des — der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen, v. H. Rubens. (N.) . . 874
Empfänger: Über die Wirkungsweise der — für gerichtete Telegraphie, v. J. Zenneck 50
Empfindlichkeitsänderung: Über die — lichtelektrischer Zellen, v. H. Dember 188
Emulsionen: Über die Viskositätsanomalien von — und von anisotropen Flüssigkeiten, v. E. Bose 707
Energetik: Zur — und Chemie der Bandenspektra, v. J. Stark 85
— — Weitere Bemerkungen hierzu, v. J. Stark . . . 889
Energieprinzip: Das — in der Lorentzschen Elektronentheorie, v. J. Radakovits 804
Energiestrahlung: Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene —, v. G. F. C. Searle. (N.) 878
— Die — seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt, v. G. F. C. Searle. (N.) 884
Energietransport in der Elektronenwelt, v. W. H. Julius 469
— — Berichtigung 551
Energiewanderung: Die — im permanenten elektromagnetischen Feld gemäß dem Theorem von Poynting, v. K. Uller 529
Entaktivierungskurve: Über die Spaltung der — der induzierten Radioaktivität, v. E. Sarasin u. Th. Tommasina 53
— — Bemerkung hierzu, v. J. Danne 306
Entladung: Die — in Spulen mit Eisenkern, v. A. Battelli u. L. Magri 156
— — Berichtigung 208
Entladungsröhren: Versuche über Gasbildung in —, v. R. v. Hirsch 603
Entropie: Das Additionstheorem der —, v. M. Laue. (N.) 778
Erdbebenforschung: Die —, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik, v. E. Wiechert. (N.) 36
Erde: Das Bild der — in Mondentfernung, v. W. Krebs. (N.) 846

Seite

Erdinduktor: Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines — mit dem ruhenden Stromwegteil, v. J. J. T. Chabot 226
Erdmagnetische Beobachtungen: Die absoluten — der Kerguelenstation, v. K. Luyken. II. (B.) . . . 798
Erdrotation: Exakte Beweise für die —, v. M. Möller. (B.) 520
Erfle, H., Zur Brechung und Absorption des Lichtes in absorbierenden Medien 563
Erkenntnis und Irrtum, v. E. Mach. (B.) 140
Everdingen, E. van, Über die Ermittlung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung. (N.) . . . 796
Eversheim, P., Die Elektrizität als Licht- und Kraftquelle. (B.) 142

F.

Fabry: Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von — und Perot, v. P. Zeeman 209
Falck, E., Theoretische Bestimmung des Dampfdrucks fester und flüssiger Kohlensäure 433
Feld: Phosphor- und Paraffinflamme im elektrischen —, v. Chr. Ries 110
— Molekulares — und Ferromagnetismus, v. P. Weiß 358
— Das elektromagnetische — um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens, v. P. Debije. (N.) . 775
Ferromagnetismus: Molekulares Feld und —, v. P. Weiß 358
Feuchtigkeit: Einfluß der — auf die elektrischen Eigenschaften des Selens, v. Chr. Ries 569
Fischer, C., Eine neue Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien 221
Fischer, O., Kinematik organischer Gelenke. (B.) . 141
Flachfilmpackungen: Das Arbeiten mit modernen —, v. G. Mercator. (B.) 77
Flemming, H., Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Freiballon aus 801
Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen, v. J. Stark u. W. Steubing 481
— Weitere Beobachtungen über die — organischer Substanzen, v. J. Stark u. W. Steubing . . . 661
Fluoreszierende Gase: Über die Emission polarisierten Lichtes seitens —, v. R. W. Wood 590
Fluoreszierender Natriumdampf: Untersuchungen am —, v. H. Zickendraht 593
Fluorkalzium: Über das Bandenspektrum des —, v. B. Walter 233
Flüssige Kristalle: Über die Untersuchung — im konvergenten polarisierten Licht, v. E. Sommerfeldt 234
Flüssigkeiten: Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer —, v. E. Bose u. F. Conrat 169
— Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von —, v. H. Determann 375
— Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen —, v. E. Bose 707
— Zur Theorie der anisotropen —, v. E. Bose . . . 708
— Die Zustandsgleichung der Gase und — und die Kontinuitätstheorie, v. J. P. Kuenen. (B.) . . . 927
Flußspat: Über Lumineszenzerscheinungen an blauem —, v. E. Meyer. (N.) 810
Föppl, A., Die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie. (B.) 270
Formänderungen: Spannungen und — einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe, v. A. Leon. (B.) 207
Försterling, K.: Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von —), v. W. Voigt. (N.) 782
Fraunhofersche Linien: Die — des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths, v. C. Fritsch 900
Frequenzmesser: Die — und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie, v. E. Nesper. (B.) 352
Fricks physikalische Technik. II[1]. (B.) 175
Fritsch, C., Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths 900
Funken: Über einige neue Phänomene bei Gasen, welche — und Lichtbögen ausgesetzt wurden, v. H. Rausch v. Traubenberg 713
Funkenpotentiale: Minimum- —, v. J. E. Almy . . . 498
— Über — bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken, v. P. Nordmeyer. (N.) 835
Funkenstrecken: Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten —, v. P. Nordmeyer. (N.) 835
Funkentelegraphie: Die —, v. H. Thurn. (B.) . . . 583
Funkenwiderstand: Zur Frage des —, v. D. Roschansky 627
— Zur Theorie des sogenannten —, v. D. Roschansky 635
Fürstenau, R., Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von Ladung zur Masse des Quecksilberdampfmoleküls 849

G.

Gaede: Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach —, v. G. Meyer. (N.) 780
Gangunterschied: Über den Einfluß der Dispersion auf den — beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke, v. O. v. Baeyer. (N.) 831
Gans, R., Paramagnetismus und Diamagnetismus . . 10
Gasbildung: Versuche über — in Entladungsröhren, v. R. v. Hirsch 603
Gase: Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der —, v. Ph. A. Guye 47
— Über die Emission polarisierten Lichtes seitens fluoreszierender —, v. R. W. Wood 590
— Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten ionisierten —, v. L. Heis . 620
— Über einige Phänomene bei —, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden, v. H. Rausch v. Traubenberg 713
— Über Spektralanalyse des Glimmlichtes in verschiedenen —, v. F. Himstedt u. H. v. Dechend . . 852
— Die Zustandsgleichung der — und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie, v. J. P. Kuenen. (B.) . . 927
Gasionen: Über die Wiedervereinigung von —, v. G. Rümelin 657
Gaskugeln, v. R. Emden. (B.) 206
Gaszellen: Über einige Versuche mit lichtelektrischen — bei großen Stromstärken, v. J. Rosenthal. (N.) . 803
Gebhardt, P. u. H. Müller, Die Mißerfolge in der Photographie. II. (B.) 648
Gehrcke, E., Bemerkungen über die Schichtung in der positiven Lichtsäule 702
— Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer- —, v. O. v. Baeyer. (N.) 831
Geitel, H. u. J. Elster, Über das Vorkommen von Radium D, E, F im gewöhnlichen Blei 289
Geitler, J. v., Ein einfacher Polarisationsversuch . . 563
Gemische: Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und —, v. M. Kofler 6
Geophysik: Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die —, v. E. Wiechert. (N.) . 36
Gerichtete Telegraphie: Über die Wirkungsweise der Empfänger für —, v. J. Zenneck 50
Gerland, E., Über die Stetigkeit der Entwicklung der physikalischen Kenntnisse 609
Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube, v. F. Löwe. (N.) 752
Gleichrichter: Kontakt- —, v. L. W. Austin 253
Gleichstrom: Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von — in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz, v. O. M. Corbino 195
— — Bemerkung hierzu, v. R. Rüdenberg 556
— — Antwort v. O. M. Corbino 704
— Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten —, v. O. M. Corbino 408

Seite
Gleichstrom: Der eingeschlossene Lichtbogen bei —, v. K. Stockhausen. (B.) 448
Gleichstromlichtbogen: Über die Potentialdifferenz des — zwischen Metallelektroden, v. A. Grau u. F. Ruß 107
— — Berichtigung 176
Glimmentladung: Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der —, v. E. Marx. (N.) 731
Glimmlicht: Über Spektralanalyse des — in verschiedenen Gasen, v. F. Himstedt u. H. v. Dechend 852
Glimmlichtsäule: Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive —, v. R. Holm 558
— — Bemerkung hierzu, v. E. Gehrcke 702
Gmelin, P., Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde 212
Gnomone: Über — und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur, v. Drecker. (N.) 754
Gockel, A., Über den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver Emanation 304
— u. **Th. Wulf**, Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge 907
Görges, H., Allgemeine Sätze über den Betrieb von *n* parallel geschalteten Wechselstrommaschinen. (N.) 265
Göttinger Vereinigung: Die — zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik, v. F. Klein . 377
Gradient: Über die Ermittlung des Winkels zwischen — und Windrichtung, v. E. van Everdingen. (N.) . 796
Graetz, L., Die Elektrizität und ihre Anwendungen. (B.) 175
Grau, A. u. F. Ruß, Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden . 107
— — Berichtigung 176
Greinacher, H., Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern 385
— — Bemerkung hierzu, v. H. W. Schmidt . . . 537
Grimsehl, E., Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt 109
— — Nachtrag 202
— — Bemerkung v. M. v. Rohr 201
— Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes Licht. (Prakt. Ecke.) 727
Gripenberg, W. S., Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen 519
Guertler, W., Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen . . . 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
— — Antwort v. W. Guertler 404
Guye, Ph. A., Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der Gase. (Ref.) 47

H.

Hagen, E.: Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn — ausgeführten Versuchen, v. H. Rubens. (N.) . 874
Hahn, O., Zur Nomenklatur der Thoriumzerfallsprodukte 245, 320
— Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Mesothor und Radiothor 246
— Über das Mesothorium 392
— — Berichtigung 448
— u. **L. Meitner**, Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente 321
— Aktinium *C*, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums 649
— Über die β-Strahlen des Aktiniums 697
Handbuch der Physik. I[1]. (B.) 270
Hanneke, P., Photographisches Rezept-Taschenbuch. (B.) 647
Härte: Untersuchungen über — -Prüfung und —, v. E. Meyer 66
Hassack, K. u. K. Rosenberg, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. (B.) 143
Hausrath, H., Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. (B.) . 415
Hausrath, H., Experimentelle Prüfung der Superpositionssätze für Wechselstrom im körperlichen Leiter 678
Heilquellen: Die Radioaktivität der Kissinger —, v. F. Jentzsch 120
Heis, L., Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen . . . 620
Helium: Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und —, v. J. Wachsmuth 235
— Über das Lichtbrechungsvermögen des —, v. K. Scheel u. R. Schmidt. (N.) 921
Heliumlinien: Der Zeeman-Effekt der —, v. W. Lohmann 145
— — Berichtigung 208
Hell, B., Ernst Machs Philosophie. (B.) 319
Helmholtz, H. v., Vorlesungen über theoretische Physik. IV. (B.) 141
Herzog, S., Elektromechanische Anwendungen. (B.) 550
Heuse, W. u. K. Scheel, Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke. (N.) 784
Himstedt, F. u. H. v. Dechend, Über Spektralanalyse des Glimmlichtes in verschiedenen Gasen 852
Hirsch, R. v., Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts. I. II. 495, 901
— Versuche über Gasbildung in Entladungsröhren . . 603
Hochfrequente Wechselströme: Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung —, v. O. M. Corbino . 704
Holm, R., Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule 558
— — Bemerkung hierzu, v. E. Gehrcke 702
Honda, K.: Beobachtungen über natürliche und magnetische Drehung der Polarisationsebene in Kristallen von —, v. W. Voigt 585
Hoppe, F., Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? (B.) 352
Houstoun, R. A., Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner-Typus 127
Hübl, A. v., Die Entwicklung der photographischen Bromsilber-Gelatineplatte bei zweifelhaft richtiger Exposition. (B.) 647
Hüfner-Typus: Ein neues Spektralphotometer vom —, v. R. A. Houstoun 127
Hydrodynamik: Lehrbuch der —, v. H. Lamb. (B.) . 271
Hysteresis: Über — bei einigen Eisenverbindungen, v. G. Berndt. (N.) 750

I.

Induktionsfunken: Die im — übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand, v. O. M. Corbino 411
Induktive Koppelung: Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger —, v. B. Macků 437
— — Bemerkung hierzu, v. M. Wien 537
— — Antwort v. B. Macků 646
Induzierte Radioaktivität: Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der —, v. E. Sarasin u. Th. Tommasina 53
— — Bemerkung hierzu, v. J. Danne 303
Influenzmaschine: Eine neue — (Multiplikator), v. N. Russeltvedt 443
Innere Reibung: Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der — von Flüssigkeiten, v. H. Determann 375
Integralrechnung: Lehrbuch der Differential- und —, v. H. A. Lorentz. (B.) 175
— Einführung in die Differential- und — nebst Differentialgleichungen, v. F. L. Kohlrausch. (B.) . 270
Interferenzspektroskop: Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim — nach Lummer-Gehrcke, v. O. v. Baeyer. (N.) 831
Ionen: Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des Thoriums andrerseits

Seite

erzeugten — und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium, v. G. A. Blanc 294
Ionen: Über die Wiedervereinigung von Gas- —, v. G. Rümelin 657
Ionisierte Gase: Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten —, v. L. Heis 620
Isolationsmethode: Eine neue —, v. N. Russeltvedt. 920
Isoliermittel: Die — der Elektrotechnik, v. K. Wernicke. (B.) 448

J.

Jahrbuch der Astronomie (franz.). 1908. (B.) . . . 480
Jahrbuch der Chemie. XVI. (B.). 140
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik. XXI. (B.) 647
Jansen, H., Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. (B.) 142
Jeans, J. H., Über die — -Lorentzsche Strahlungsformel, v. O. Lummer u. E. Pringsheim . . . 449
— — Antwort v. H. A. Lorentz 562
— — Zur Strahlungstheorie, v. J. H. Jeans 853
— — Bemerkung von W. Ritz. 903
Jentsch, O., J. Noebels u. A. Schluckebier, Telegraphie und Telephonie. (B.) 352
Jentzsch, F., Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen 120
Julius, W. H., Energietransport in der Elektronenwelt 469
— — Berichtigung hierzu. 551

K.

Kadmium: Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus — und Zink, angestellt von J. Miller, v. W. Voigt 256
Kähler, K., Registrierungen der Niederschlagselektrizität mit dem Benndorf-Elektrometer 258
Kalandek, S., Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz 128
Kalium: Über eine räumliche Darstellung der Serienschwingungen und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des —, v. E. Riecke 241
— Über die Radioaktivität von — und anderen Alkalimetallen, v. J. C. Mc Lennan 510
Kaliumsalze: Über die Einwirkung von — auf die photographische Platte, v. M. Levin u. R. Ruer . . 248
Kanalstrahlen: Neue Beobachtungen an — in Beziehung zur Lichtquantenhypothese, v. J. Stark. (N.) . . . 767
Kann, L., Einfacher Vorlesungsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärme-Äquivalents 263
— Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen 373
— Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und Drehfelderzeugung 445
— Zur Priorität eines „Wellenapparates zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes — also zur Demonstration stehender und interferierender Wellen u. dgl." 468
Kapazität: Absolute Messung von — und Selbstinduktion, v. J. K. A. Wertheim-Salomonson . . . 222
Kármán, T. v., Die Knickfestigkeit gerader Stäbe . 136
Kathode: Die Wehnelt- — im hochgradigen Vakuum, v. F. Soddy 8
— — Bemerkung hierzu, v. A. Wehnelt 134
— — Bemerkung v. J. E. Lilienfeld 193
Kathodenstrahlen: Die —, v. G. C. Schmidt. (B.) . 176
— Eine Neubestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für —, v. J. Classen. (N.) 762
Kathodenstrahlemission: Über die Dauer der — in Vakuumröhren, v. P. Doglio 190
Kauffmann, H., Elektronentheorie und Valenzlehre . 311
— — Bemerkung hierzu, v. J. Stark 356
Kaufmann, W., Leuchtende Wolke. 606
— Eine Bandklemme. (Prakt. Ecke.) 616

Seite

Kelvin, Lord, Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen 2
Kerguelenstation: Die absoluten erdmagnetischen Beobachtungen der —, v. K. Luyken. II. (B.) . . . 798
Kinematik organischer Gelenke, v. O. Fischer. (B.) . 141
Kinematograph: Konstruktionstypen des —, v. F. P. Liesegang. (N.) 741
Kinetik: Thermodynamik und — der Körper, v. B. Weinstein. III. 1. 2. (B.) 928
Kissinger Heilquellen: Die Radioaktivität der —, v. F. Jentzsch 120
Klärungspunkt: Über die Viskositätsanomalien beim — sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten, v. E. Bose u. F. Conrat. 169
Klein, F., Vorträge über den mathematischen Unterricht an den höheren Schulen. I. (B.) 205
— Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik 377
— Wissenschaft und Technik 924
Knickfestigkeit: Die — gerader Stäbe, v. T. v. Kármán 136
Kofler, M., Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen 6
Kohlensäure: Theoretische Bestimmung des Dampfdrucks fester und flüssiger —, v. E. Falck . . . 433
Kohlrausch, F. L., Einführung in die Differential- und Integralrechnung nebst Differentialgleichungen. (B.) 270
Kohlrausch, K. W. F., Erwiderung auf die Arbeit 8, 656—658, 1907, v. K. Kurz 218
Kollektor: Wassertropf- — mit kontinuierlicher Wasserzufuhr, v. W. Schmidt 217
Kolloide: Allgemeine Chemie der —, v. A. Müller. (B.) 384
Kompaß: Der Doppel- —, seine Theorie und Anwendung in der Praxis, v. F. Bidlingmaier. (Ref.) . 382
Kompressible Lösungen: Der osmotische Druck — von beliebiger Konzentration, v. A. W. Porter . . . 24
Kondensatoren: Über das Sprühen von —, v. W. Eickhoff 202, 405
Kondensatorschwingungen: Über die Bestimmung der Dämpfung von — bei beliebig enger induktiver Koppelung, v. B. Macků 437
— — Bemerkung hierzu, v. M. Wien 537
— — Antwort von B. Macků 646
König, E., Die Autochrom-Photographie und die verwandten Dreifarbenraster-Verfahren. (B.) 800
König, W., Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen. (N.) 788
Königsche Theorie: Bemerkung zur — über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre, v. J. Robinson. 807
Königsberger, J., Geradsichtiges Prisma zur Projektion von Spektren. (Prakt. Ecke.) 727
— u. **K. Schilling**, Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen 347
Kontaktelektromotorische Kraft: Über die vom Volta-Effekt herrührenden Ströme und über die —, v. O. M. Corbino. 461
Kontakt-Gleichrichter, v. L. W. Austin 253
Kontinuitätstheorie: Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die —, v. J. P. Kuenen. (B.) . 927
Konvektive Strömung: Beiträge zur Theorie der — der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen, v. L. Heis 620
Konvergentes polarisiertes Licht: Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im —, v. E. Sommerfeldt . . 234
Konzentration: Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger —, v. A. W. Porter . . . 24
Koppelung: Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver —, v. B. Macků. 437
— — Bemerkung hierzu, v. M. Wien 537
— — Antwort v. B. Macků 646
Korn, A., Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie. (N.) 736
— Neue Resultate der Telautographie. (N.) 789
Kraftlinien: Eine neue Methode der Darstellung elektrischer —, v. C. Fischer 221
Krebs, W., Vulkanismus im Planetensystem. (N.) . 773

Seite

Krebs, W., Vereinfachungen im meteorologischen Instrumentar. (N.) 774
— Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im naturwissenschaftlichen und physikalischen Unterricht. (N.) 774
— Das meteorologische Jahr 1907/1908. (N.) . . . 844
— Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres. (N.) 846
— Das Bild der Erde in Mondentfernung. (N.) . . . 846
— Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole. (N.) 847
Kreiselräder: Die Lorenzsche Theorie der —, v. R. Löwy 858
Kreisscheibe: Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden —, v. A. Leon. (B.) 207
Kristalle: Einfluß von Temperaturänderungen auf die anomale Dispersion in —, v. J. Becquerel . . . 94
— Über die Untersuchung flüssiger — im konvergenten polarisierten Licht, v. E. Sommerfeldt 234
— Beobachtungen über natürliche und magnetische Drehung der Polarisationsebene in — von K. Honda, v. W. Voigt 585
Kristallinische Flüssigkeiten: Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter —, v. E. Bose u. F. Conrat 169
Kristallisation: Die — des unterkühlten Wassers, v. B. Weinberg 645
Kristallographie: Physikalische —, v. E. Sommerfeldt (B.) 173
Kugel: Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten — hervorgerufene Energiestrahlung, v. G. F. C. Searle. (N.) 878
Kultur: Die — der Gegenwart. I/6. (B.) 79
Kundtsche Röhre: Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der —, v. J. Robinson 807
Kuenen, J. P., Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie. (B.) . . 927
Kunz, J., Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage. (B.) 207
Kupferjodür: Das elektrische Leitvermögen von festem —, v. K. Bädeker u. E. Pauli 431
Kurz, K., Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen . . . 177
— Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen 218
Kyser, H., Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel. (B.) 273

L.

Ladenburg, E. u. K. Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. (N.) 821
Ladenburg, R. u. St. Loria, Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. (N.) 875
Ladung: Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von — zur Masse des Quecksilberdampfmoleküls, v. R. Fürstenau 849
Lamb, H., Lehrbuch der Hydrodynamik. (B.) . . . 271
Landau, St., Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten 417
Laternenbilder: Die Projektionsapparate, — und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht, v. K. Hassack u. K. Rosenberg. (B.) 143
Laue, M., Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik 617
— — Antwort v. O. M. Corbino 669
— — Nachtrag v. M. Laue 907
— Das Additionstheorem der Entropie. (N.) 778
Legierungen: Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metall- —, v. W. Guertler 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
— — Erwiderung v. W. Guertler 404
— — Antwort v. E. Rudolfi 607
— Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von — aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller, v. W. Voigt 256
Lehmann, O., Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik. (B.) 142
— Die absolut höchste Temperatur 251
Leiter: Experimentelle Prüfung der Superpositionssätze für Wechselstrom im körperlichen —, v. H. Hausrath 678
Leiterverbindung: Durchgehende — der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil, v. J. J. T. Chabot 226
Leitfähigkeit: Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen — der Metallegierungen, v. W. Guertler. 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
— — Antwort v. W. Guertler 404
— — Erwiderung v. E. Rudolfi 607
— Über die elektrische — einiger fester Substanzen, v. J. Königsberger u. K. Schilling 347
— Die elektrische — der wäßrigen Lösungen, v. A. A. Noyes. (B.) 416
Leitungswiderstand: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen — der Solenoide für Ströme hoher Frequenz, v. A. Battelli. V. 154
Leitvermögen: Das elektrische — von festem Kupferjodür, v. K. Bädeker u. E. Pauli 431
— Über eine eigentümliche Form elektrischen —, v. K. Bädeker 431
Lennan, J. C. Mc, Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde 440
— Über die Radioaktivität von Kalium und anderen Alkalimetallen 510
Leon, A., Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe. (B.) 207
— Proseminar-Aufgaben aus der Elastizitätstheorie. (B.) 207
Leuchtende Wolke, v. W. Kaufmann 606
Levin, M., Die Strahlung des Uran-X 655
— u. **R. Ruer**, Über die Einwirkung von Kaliumsalzen auf die photographische Platte 248
Licht: Luft, Wasser, — und Wärme, v. R. Blochmann. (B.) 270
— Über den —-druck auf bewegte Flächen und die Mitführung des —, v. R. v. Hirsch. I. II. 495, 901
— Zur Brechung und Absorption des — in absorbierenden Medien, v. H. Erfle 563
— Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes —, v. J. A. Anderson . . 707
— Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes —, v. E. Grimsehl. (Prakt. Ecke.) 727
— Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte — (nach Beobachtungen von K. Försterling), v. W. Voigt. (N.) 782
— Über die zerstäubende Wirkung des — und die optische Sensibilisation, v. J. Stark 894
Lichtabsorption: Über die — in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz, v. S. Kalandek. 128
Lichtbogen: Über die Potentialdifferenz des Gleichstrom- — zwischen Metallelektroden, v. A. Grau u. F. Ruß 107
— — Berichtigung 176
— Bemerkung über — und Büschel- —, v. M. Toepler 372
— Der eingeschlossene — bei Gleichstrom, v. K. Stockhausen. (B.) 448
— Über einige Phänomene bei Gasen, welche Funken und — ausgesetzt wurden, v. H. Rausch v. Traubenberg 713
Lichtbrechungsvermögen: Über das — des Heliums, v. K. Scheel u. R. Schmidt. (N.) 921
Lichtdruck: Über den — auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts, v. R. v. Hirsch. I. II. 495, 901
Lichtelektrische Elektronen: Über die Anfangsgeschwindigkeiten —, v. E. Ladenburg u. K. Markau. (N.) 821
Lichtelektrische Empfindlichkeit: Fluoreszenz und — organischer Substanzen, v. J. Stark u. W. Steubing 481
Lichtelektrische Gaszellen: Über einige Versuche mit — bei großen Stromstärken, v. J. Rosenthal. (N.) 803
Lichtelektrische Zellen: Über die Empfindlichkeitsänderung —, v. H. Dember 188

Seite

Lichtemission: Die — seitens eines glühenden Dampfes in einem Magnetfelde unter verschiedenem Azimut, v. O. M. Corbino 669
Lichtempfindliche Zellen: Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von —, v. W. S. Gripenberg 519
Lichtempfindlichkeit des Selens, v. Chr. Ries . . . 164
Lichtquantenhypothese: Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur —, v. J. Stark. (N.) . . 767
Lichtsäule: Bemerkungen über die Schichtung in der positiven —, v. E. Gehrcke 702
Liesegang, F. P., Konstruktionstypen des Kinematographen. (N.) 741
Lilienfeld, J. E., Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum 193
Lodge, O., Elektronen. (B.) 208
Lohmann, W., Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien . 145
— — Berichtigung 208
Lorentz, H. A., Lehrbuch der Physik. (B.) 175
— Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung. (B.) 175
— Über die Jeans- —sche Strahlungsformel, v. O. Lummer u. E. Pringsheim 449
— — Erwiderung hierzu, v. H. A. Lorentz 562
— — Bemerkung hierzu, v. J. H. Jeans 853
— — Bemerkung v. W. Ritz 903
— Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der — -Einsteinschen Theorie, v. A. H. Bucherer. (N.) 755
— Das Energieprinzip in der — Elektronentheorie, v. J. Radakovits 804
Lorenzsche Theorie: Die — der Kreiselräder, v. R. Löwy 858
Loria, St. u. R. Ladenburg, Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. (N.) 875
Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung, v. V. Rothmund. (B.) 384
Lösungen: Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in — und Gemischen, v. M. Kofler 6
— Der osmotische Druck kompressibler — von beliebiger Konzentration, v. A. W. Porter 24
— Die elektrische Leitfähigkeit der wäßrigen —, v. A. A. Noyes. (B.) 416
— Über die Beziehungen zwischen den inneren Kräften und Eigenschaften der —, v. G. Tammann. (B.) . 582
Love, A. E. H., Lehrbuch der Elastizität. (B.) . . 174
Löwe, F., Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube. (N.) 752
Löwy, R., Die Lorenzsche Theorie der Kreiselräder . 858
Luft, Wasser, Licht und Wärme, v. R. Blochmann. (B.) 270
Luftdruckvariometer zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei Ballonfahrten, v. A. Bestelmeyer. (N.) 863
Luftpumpe: Demonstration einer neuen Saug- und Druck- — nach Gaede, v. G. Meyer. (N.) 780
Lumineszenzerscheinungen: Über — an blauem Flußspat, v. E. Meyer. (N.) 810
Lummer, O., Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach — -Gehrcke, v. O. v. Baeyer. (N.) 831
— u. **E. Pringsheim**, Über die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel 449
— — Bemerkung hierzu, v. H. A. Lorentz 562
— — Bemerkung hierzu, v. J. H. Jeans 853
— — Bemerkung v. W. Ritz 903
Lüpke, R., Grundzüge der Elektrochemie. (B.) . . 174
Lüppo-Cramer, Photographische Probleme. (B.) . . 647
Lutz, C. W., Über ein Saitenelektrometer 100
— Verbesserungen am Saitenelektrometer 642
Luyken, K., Die absoluten erdmagnetischen Beobachtungen der Kerguelenstation. II. (B.) 798

M.

Mach, E., Erkenntnis und Irrtum. (B.) 140
— Philosophie, v. B. Hell. (B.) 319

Seite

Macků, B., Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung 437
— — Bemerkung hierzu, v. M. Wien 537
— — Antwort v. B. Macků 646
Magnetfeld: Chemische Reaktionen im —, v. G. Berndt 512
— Die Lichtemission seitens eines glühenden Dampfes in einem — unter verschiedenem Azimut, v. O. M. Corbino 669
Magnetische Auflösung: Beobachtung der — von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot, v. P. Zeeman 209
Magnetische Drehung: Beobachtungen über natürliche und — der Polarisationsebene in Kristallen von K. Honda, v. W. Voigt 585
Magnetisches Feld: Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im —, v. P. Gmelin 212
Magnetische Felder: Spektralanalytische Untersuchung — auf der Sonne, v. P. Zeeman. (N.) 834
Magnetische Rotationsdispersion: Anomale — des Neodyms, v. R. W. Wood 148
— — Bemerkung hierzu, v. G. J. Elias 355
Magnetische Rotationspolarisation: Beobachtungen über — im Ultravioletten, v. St. Landau 417
Magnetismus: Para- — und Dia- —, v. R. Gans. . . 10
— Molekulares Feld und Ferro- —, v. P. Weiß . . . 358
Magneto-optische Beobachtungen: Bemerkungen zu neueren —, v. W. Voigt. 120
Magri, L. u. A. Battelli, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern 156
— — Berichtigung 208
Makower, W. u. S. Ruß, Über den Zerfall von Radium *B* und *C* bei hoher Temperatur 250
Mandelstam, L., Zur Theorie der Dispersion . . . 308
— — Bemerkung hierzu, v. M. Planck 354
— — Erwiderung v. L. Mandelstam 641
Mariottesches Gesetz: Über scheinbare Abweichungen vom — und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke, v. K. Scheel u. W. Heuse. (N.) . . . 784
Markau, K. u. E. Ladenburg, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. (N.) 821
Marx, E., Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung. (N.) 731
Masse: Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von Ladung zur — des Quecksilberdampfmoleküls, v. R. Fürstenau 849
Materie: Philosophie der unbelebten —, v. A. Stöhr. (B.) 319
— Die Beziehung zwischen — und Äther im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität, v. J. J. Thomson 543
Mathematik: Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und —, v. F. Klein . . 377
Mathematischer Unterricht: Vorträge über den — an den höheren Schulen, v. F. Klein. I. (B.) . . . 205
Matthiessen: Bemerkungen zu dem Gesetz von —, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen, v. W. Guertler. . 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
Mechanik: Die Grundlagen der —, v. O. Dziobek. (B.) 176
Mechanische Modelle: Über das elastische Element der — von Vorgängen im Äther, v. J. J. T. Chabot . 805
Mechanisches Wärmeäquivalent: Einfacher Vorlesungsapparat zur Bestimmung des —, v. L. Kann. . . 263
Meerestiefen: Ein Apparat zum Messen von —, v. A. Schortau 726
Meitner, L. u. O. Hahn, Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente 321
— Aktinium *C*, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums 649
— Über die β-Strahlen des Aktiniums 697
Mercator, G., Das Arbeiten mit modernen Flachfilmpackungen. (B.) 77
Mesothor: Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen — und Radiothor, v. O. Hahn 246
Mesothorium: Über das —, v. O. Hahn 392
— — Berichtigung 448

Seite

Meßgeräte: Verhalten der thermischen — bei Wechselströmen verschiedener Frequenz, v. J. Rautenkrantz 911
Metalle: Über den elektrischen Widerstand der — zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen, v. G. Niccolai 367
— Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher — und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde, v. J. C. Mc Lennan 440
— Änderung des Emissionsvermögens der — mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen, v. H. Rubens. (N.) . . 874
Metallelektroden: Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen —, v. A. Grau u. F. Ruß 107
— — Berichtigung 176
Metallegierungen: Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der —, v. W. Guertler . . 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
— — Erwiderung v. W. Guertler 404
— — Antwort v. E. Rudolfi 607
Metallographie in elementarer Darstellung, v. R. Ruer. (B.) 416
Meteorologie: Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und —. II1/3 u. III/4. (B.) 207
Meteorologisches Instrumentar: Vereinfachungen im —, v. W. Krebs. (N.) 774
Meteorologisches Jahr: Das — 1907/1908, v. W. Krebs. (N.) 844
Meyer, Edg., Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat. (N.) 810
Meyer, Eug., Untersuchungen über Härteprüfung und Härte 66
Meyer, G., Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede. (N.) 780
Michelson, W. A., Ein neues Aktinometer 18
Mie, G., Moleküle, Atome, Weltäther. (B.) 848
Mikrometerschraube: Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter —, v. F. Löwe. (N.) 752
Mikrophotographie: Anleitung zur —, v. R. Neuhauß. (B.) 647
— Lehrbuch der —, v. R. Neuhauß. (B.) 848
Miller, J.: Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von —, v. W. Voigt 256
Minimum-Funkenpotentiale, v. J. E. Almy 498
Moleküle: Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder — mit oder ohne Elektronen, v. Lord Kelvin 2
— Atome, Weltäther, v. G. Mie. (B.) 848
Molekularbewegung: Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der Brownschen —, v. M. Seddig . . 465
Molekulares Feld und Ferromagnetismus, v. P. Weiß . 358
Möller, M., Exakte Beweise für die Erdrotation. (B.) 520
Momentanwert: Eine Methode zur Messung des — einer Rotationsgeschwindigkeit, v. J. Tuma 565
Monasch, B. u. H. Rausch v. Traubenberg, Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen 251
Mondentfernung: Das Bild der Erde in —, v. W. Krebs. (N.) 846
Moore, B. B. u. H. Schlundt, Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen 81
Müller, A., Allgemeine Chemie der Kolloide. (B.) . 384
Müller, H. u. P. Gebhardt, Die Mißerfolge in der Photographie und die Mittel zu ihrer Beseitigung. II. (B.) 648
Müller, J. J. C., Wärmelehre. (B.) 550
Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. II1/3 u. III/4. (B.) 207
Multiplikator: Eine neue Influenzmaschine (—), v. N. Russeltvedt. 443
Musik: Die physikalischen Grundlagen der —, v. H. Bouasse. (B.) 77

N.

Nachdämmerung: Photographien der — des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole, v. W. Krebs. (N.) 847
Namias, R., Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie. I. (B.) 48
Natriumatom: Über das Vorhandensein positiver Elektronen im —, v. R. W. Wood 124
Natriumdampf: Die Resonanzspektren des —, v. R. W. Wood 450
— Untersuchungen am fluoreszierenden —, v. H. Zickendraht 593
Naturforscher: 80. Versammlung deutscher — und Ärzte zu Köln, vom 20. bis 26. September 1908. . . . 729
Naturlehre: Experimentierbuch für den Unterricht in der —, v. K. Rosenberg. I. (B.) 800
Natürliche Drehung: Beobachtungen über — und magnetische Drehung der Polarisationsebene in Kristallen von K. Honda, v. W. Voigt 585
Natur-Paradoxe, v. C. Schäffer. (B.) 800
Naturwissenschaftlicher Unterricht: Der —, v. B. Schmid. (B.) 206
— Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im — und physikalischen Unterricht, v. W. Krebs. (N.) 774
Nebel: Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und —, v. R. W. Wood 355
Neodym: Anomale magnetische Rotationsdispersion des —, v. R. W. Wood. 148
Nesper, E., Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. (B.) 352
Neuhauß, R., Anleitung zur Mikrophotographie. (B.) 647
— Lehrbuch der Mikrophotographie. (B.) 848
Niccolai, G., Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen 367
Niebuhr, H., Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. (B.) 384
Niederschlagselektrizität: Registrierungen der — mit dem Benndorf-Elektrometer, v. K. Kähler 258
Noebels, J., A. Schluckebier u. O. Jentsch, Telegraphie und Telephonie. (B.) 352
Nölke, F., Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems. (B.) 520
Nordlicht: Das — vom 30. Juni, v. M. Brendel . . 675
— — v. W. Kaufmann 606
— — v. W. Krebs 847
Nordmeyer, P., Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken. (N.) . 835
Noyes, A. A., Die elektrische Leitfähigkeit der wäßrigen Lösungen. (B.) 416
Nuten: Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in — gebetteter Spulen bei hoher Frequenz, v. H. Niebuhr. (B.) 384

O.

Optik: Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und — und verwandter Berufszweige. (B.) 142
— Einführung in die theoretische —, v. A. Schuster. (B.) 143
Optische Beobachtungen: Bemerkungen zu neueren magneto- —, v. W. Voigt 120
Optische Resonanz: Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der —, v. S. Kalandek 128
Optische Sensibilisation: Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die —, v. J. Stark 894
Organische Chemie: Einführung in die —, v. O. Diels. (B.) 78
Organische Gelenke: Kinematik —, v. O. Fischer. (B.) 141
Organische Substanzen: Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit —, v. J. Stark u. W. Steubing . 481
— Weitere Beobachtungen über die Fluoreszenz —, v. J. Stark u. W. Steubing 661
Osmotischer Druck: Der — kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration, v. A. W. Porter . . . 24

P.

Paraffinflamme: Phosphor- und — im elektrischen Feld, v. Chr. Ries 110



Seite

Paramagnetismus und Diamagnetismus, v. R. Gans. . 10
Pauli, E. u. K. Bädeker, Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür 431
Periodenzahl: Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger —, v. R. Rüdenberg 556
— — Antwort v. O. M. Corbino 704
Permeabilität: Über Wechselstrom- —, v. L. Schames 317
Perot: Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und —, v. P. Zeeman 209
Petavel, J. E., Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke 74
Petit: Zum Gesetze von Dulong und —, v. A. Wigand 66
— — Erwiderung hierzu, v. P. Rohland 318
Philosophie: Systematische —. [Kultur der Gegenwart. I/6.] (B.) 79
Phosphor- und Paraffinflamme im elektrischen Feld, v. Chr. Ries 110
Photochemie und Photographie, v. K. Schaum. I. (B.) 384
Photographie: Photochemie und —, v. K. Schaum. I. (B.) 384
— Jahrbuch für — und Reproduktionstechnik. XXI. (B.) 647
— Die Mißerfolge in der — und die Mittel zu ihrer Beseitigung, v. H. Müller u. P. Gebhardt. II. (B.) 648
— Die Autochrom- — und die verwandten Dreifarbenraster-Verfahren, v. E. König. (B.) 800
Photographische Aufnahmen: Eine Bemerkung über die — sehr schwacher Spektren und Nebel, v. R. W. Wood 355
Photographische Chemie: Theoretisch-praktisches Handbuch der —, v. R. Namias. I. (B.) 48
Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit, v. H. Schmidt. II. (B.) 648
Photographische Platte: Über die Einwirkung von Kaliumsalzen auf die —, v. M. Levin u. R. Ruer . 248
Photographische Probleme, v. Lüppo-Cramer. (B.) 647
Photographisches Rezept-Taschenbuch, v. P. Hanneke. (B.) 647
Photometer: Ein neues Spektral- — vom Hüfner-Typus, v. R. A. Houstoun 127
Physik: Lehrbuch der Experimental- —, v. W. Donle. (B.) 78
— Leitfaden der —, v. W. Abendroth. II. (B.) . 78
— Grundriß der —, v. L. Zehnder. (B.) 78
— Vorlesungen über theoretische —, v. H. v. Helmholtz. IV. (B.) 141
— Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der —, v. O. Lehmann. (B.) 142
— Lehrbuch der —, v. H. A. Lorentz. (B.) . . . 175
— Lehrbuch der Experimental- — für Studierende, v. E. Warburg. (B.) 176
— Theoretische — auf mechanischer Grundlage, v. J. Kunz. (B.) 207
— Müller-Pouillets Lehrbuch der — und Meteorologie. III.3 u. III/4. (B.) 207
— Handbuch der —. I1. (B.) 270
— Lehrbuch der —, v. G. Athanasiadis. I. (B.) . 272
— Lehrbuch der — und ihrer wichtigsten Anwendungen, v. J. Bosscha. IV2. (B.) 272
— Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten — und Mathematik, v. F. Klein . . . 377
— Lehrbuch der medizinischen —, v. H. Boruttau. (B.) 480
— Vorlesungen über allgemeine —, v. J. Chappuis u. A. Berget. I, (B.) 582
— Allgemeine —, v. H. Crew. (B.) 799
Physikalische Chemie: Handbuch der angewandten —. VII—IX. (B.) 384
Physikalische Erscheinungen: Die moderne Theorie der —, v. A. Righi. (B.) 272
Physikalische Kenntnisse: Über die Stetigkeit der Entwicklung der —, v. E. Gerland 609
Physikalische Kristallographie, v. E. Sommerfeldt. (B.) 173
Physikalische Technik: Fricks —. II1. (B.) . . . 175
Physikalischer Unterricht: Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im naturwissenschaftlichen und —, v. W. Krebs. (N.) 774

Seite

Pisa: Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität —.
Nr. 37: A. Battelli, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. V. 154
Nr. 38: A. Battelli u. L. Magri, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern 156
— — Berichtigung 208
No. 39: P. Doglio, Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren 190
Nr. 40: G. Niccolai, Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen 367
Nr. 41: A. Battelli, Spezifische Wärme von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden . 671
Planck, M., Zur Theorie der Dispersion 354
— — Erwiderung hierzu, v. L. Mandelstam . . . 641
— Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik. (N.) 828
Planetensystem: Das Problem der Entwicklung unseres —, v. F. Nölke. (B.) 520
— Vulkanismus im —, v. W. Krebs. (N.) 773
Pockels, F., Bemerkungen zur Theorie der durch äußere Einwirkung erzeugten Doppelbrechung 314
Polarisationsebene: Beobachtungen über natürliche und magnetische Drehung der — in Kristallen von K. Honda, v. W. Voigt 585
Polarisationsversuch: Ein einfacher —, v. J. v. Geitler 563
Polarisiertes Licht: Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten —, v. E. Sommerfeldt . 234
— Über die Emission — seitens fluoreszierender Gase, v. R. W. Wood 590
— Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig —, v. J. A. Anderson 707
— Ein einfacher Projektionsschirm für —, v. E. Grimsehl. (Prakt. Ecke.) 727
Porter, A. W., Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration 24
Positive Elektronen: Über das Vorhandensein — im Natriumatom, v. R. W. Wood 124
— ?, v. A. Bestelmeyer 541
Positive Glimmlichtsäule: Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete —, v. R. Holm 558
— — Bemerkung hierzu, v. E. Gehrcke 702
Positive Strahlen: Über —, v. W. Wien. (N.) . . . 765
Potentialdifferenz: Über die — des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden, v. A. Grau u. F. Ruß 107
— — Berichtigung 176
Potentialgefälle: Über den täglichen Gang des —, v. D. Smirnow. 337
Poynting: Die Energiewanderung im permanenten elektromagnetischen Felde gemäß dem Theorem von —, v. K. Uller 529
Präzisionsmechanik: Adreßbuch der deutschen — und Optik und verwandter Berufszweige. (B.) 142
Pringsheim, E. u. O. Lummer, Über die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel 449
— — Bemerkung hierzu, v. H. A. Lorentz 562
— — Bemerkung hierzu, v. J. H. Jeans 853
— — Bemerkung v. W. Ritz 903
Prisma: Geradsichtiges — zur Projektion von Spektren, v. J. Königsberger. (Prakt. Ecke.) 727
Projektionsapparate: Die —, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht, v. K. Hassack u. K. Rosenberg. (B.) . 143
Projektionsschirm: Ein einfacher — für polarisiertes Licht, v. E. Grimsehl. (Prakt. Ecke.) 727
Psychrometer-Tafeln: Aspirations- —. (B.) 848

Q.

Quadrantelektrometer: Die Justierung des —, v. H. Scholl 915
Quecksilberdampfmolekül: Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von Ladung zur Masse des —, v. R. Fürstenau 849

Seite

Quecksilberlinie: Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben — 5790 im magnetischen Felde, v. P. Gmelin 212

R.

Radakovits, J., Das Energieprinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie . . . 804
Radioaktive Emanation: Über den Gehalt der Bodenluft an —, v. A. Gockel . . . 304
Radioaktive Körper: Über die Strahlenverteilung an —, v. H. Greinacher . . . 385
— — Bemerkung hierzu, v. H. W. Schmidt . . . 537
Radioaktive Substanzen: Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an —, v. K. Kurz . 177
— Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung —, v. H. W. Schmidt u. P. Cermak. (N.) . . . 816
Radioaktivität: Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten —, v. E. Sarasin u. Th. Tommasina . . . 53
— — Bemerkung hierzu, v. J. Danne . . . 306
— Ein anomales Verhalten in der — einiger Uranverbindungen, v. H. Schlundt u. R. B. Moore . . 81
— Die — der Kissinger Heilquellen, v. F. Jentzsch . 120
— Über die Bestandteile der atmosphärischen —, v. H. M. Dadourian . . . 333
— Bemerkung über die — gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde, v. J. C. Mc Lennan . . . 440
— Über die — von Kalium und anderen Alkalimetallen, v. J. C. Mc Lennan . . . 510
— Beobachtungen der atmosphärischen — vom Freiballon aus, v. H. Flemming . . . 801
— Beobachtungen über die — der Atmosphäre im Hochgebirge, v. A. Gockel u. Th. Wulf . . . 907
Radioelemente: Über die Absorption der β-Strahlen einiger —, v. O. Hahn u. L. Meitner . . . 321
Radiothor: Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Mesothor und —, v. O. Hahn . . . 246
Radium: Über den Zerfall von — B und C bei hohen Temperaturen, v. H. W. Schmidt . . . 113
— — Bemerkung hierzu, v. W. Makower u. S. Ruß 250
— Über das Vorkommen von — D, E, F im gewöhnlichen Blei, v. J. Elster u. H. Geitel . . . 289
— Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des — einerseits und des Thoriums andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium, v. G. A. Blanc . . . 294
— Über die Lebensdauer des —, v. B. B. Boltwood 502
Radiumemanation: Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von — in Lösungen und Gemischen, v. M. Kofler . . . 6
— Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in —. v. H. W. Schmidt . 184
Ratzel, F., Raum und Zeit in Geographie und Geologie. (B.) . . . 141
Raum und Zeit in Geographie und Geologie, v. F. Ratzel. (B.) . . . 141
Räumliche Darstellung: Über eine — der Serienschwingungen und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des Kaliums, v. E. Riecke . . . 241
Rausch v. Traubenberg, H., Über einige Phänomene bei Gasen, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden . . . 713
— u. **B. Monasch**, Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen . . . 251
Rautenkrantz, J., Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz . 911
Reaktion: Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und — in der allgemeinen Dynamik, v. M. Planck. (N.) . 828
Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. (B.) . . . 142
Reflektiertes Licht: Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen — (nach Beobachtungen von K. Försterling), v. W. Voigt. (N.) . . . 782
Regenbogen: Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des —, v. P. Debije. (N.) 775
Reibung: Einige Beobachtungen über Elastizität und innere — von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller, v. W. Voigt . . . 256
— Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren — von Flüssigkeiten, v. H. Determann . . . 375
Reihendynamo - Kondensator: Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System — erhalten kann, v. O. M. Corbino . . . 193
Rendahl, R. H., Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen . . . 135
— — Bemerkung hierzu, v. H. Rausch v. Traubenberg u. B. Monasch . . . 251
— Über Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen . . . 203
— — Erwiderung hierzu, v. M. Wien . . . 308
Resonanz: Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen —, v. S. Kalandek . . . 128
Resonanzspektren: Die — des Natriumdampfes, v. R. W. Wood . . . 450
Riecke, E., Über eine räumliche Darstellung der Serienschwingungen und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des Kaliums . . . 241
Ries, Chr., Phosphor- und Paraffinflamme im elektrischen Feld . . . 110
— Lichtempfindlichkeit des Selens . . . 164
— Entgegengesetztes Verhalten des Selens . . . 228
— Einfluß der Feuchtigkeit auf die elektrischen Eigenschaften des Selens . . . 569
Righi, A., Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen. (B.) . . . 272
— u. **B. Dessau**, Die Telegraphie ohne Draht. (B.) . 520
Ritz, W., Über die Spektren der Alkalien . . . 244
— Über ein neues Gesetz der Serienspektren . . . 521
— Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung . . . 903
Robinson, J., Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre . . . 807
Rohland, P., Über das Gesetz von Dulong-Petit . . 318
Rohr, M. v., Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt 201
Röntgenstrahlen: Einfluß der — auf das Einsetzen der Glimmentladung, v. E. Marx. (N.) . . . 731
Röntgenverfahren: Leitfaden des —, v. F. Dessauer u. B. Wiesner. (B.) . . . 480
Roschansky, D., Zur Frage des Funkenwiderstands . 627
— Zur Theorie des sogenannten Funkenwiderstands . 635
Rosenberg, K., Experimentierbuch für den Unterricht in der Naturlehre. I. (B.) . . . 800
— u. **K. Hassack**, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. (B.) . . . 143
Rosenthal, J., Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken. (N.) . 803
Rotation: Über die — eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht, v. J. A. Anderson . 707
Rotationsdispersion: Anomale magnetische — des Neodyms, v. R. W. Wood . . . 148
— — Bemerkung hierzu, v. G. J. Elias . . . 355
Rotationsgeschwindigkeit: Eine Methode zur Messung des Momentanwertes einer —, v. J. Tuma . . . 565
Rotationspolarisation: Beobachtungen über magnetische — im Ultravioletten, v. St. Landau . . . 417
Rothmund, V., Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung. (B.) . . . 384
Rowland: Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in — New table of standard wavelengths, v. C. Fritsch . . . 900
Rubens, H., Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen. (N.) . . 874



Seite

Rüdenberg, R., Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl 556
— — Bemerkung hierzu, v. O. M. Corbino 705
Rudolfi, E., Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten . . 198
— — Erwiderung hierzu, v. W. Guertler 404
— — Antwort v. E. Rudolfi 607
Rümelin, G., Über die Wiedervereinigung von Gasionen 657
Runge, C., Über die Spektren der Alkalien 1
— — Bemerkung hierzu, v. W. Ritz 244
Ruer, R., Metallographie in elementarer Darstellung. (B.) 416
— u. **M. Levin**, Über die Einwirkung von Kaliumsalzen auf die photographische Platte 248
Ruß, F. u. **A. Grau**, Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden . 107
— — Berichtigung 176
Ruß, S. u. **W. Makower**, Über den Zerfall von Radium B und C bei hoher Temperatur 250
Russeltvedt, N., Eine neue Influenzmaschine (Multiplikator) 443
— Eine neue Isolationsmethode 920

S.

Saitenelektrometer: Über ein —, v. C. W. Lutz . . 100
— Verbesserungen am —, v. C. W. Lutz 642
Sarasin, E. u. **Th. Tommasina**, Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität 53
— — Bemerkung hierzu, v. J. Danne 306
Saugluftpumpe: Demonstration einer neuen — und Druckluftpumpe nach Gaede, v. G. Meyer. (N.) . . . 780
Schäffer, C., Natur-Paradoxe. (B.) 800
Schallsignale: Zur Richtungsbestimmung unterseeischer —, v. L. Zehnder 519
Schames, L., Über Wechselstrompermeabilität . . . 317
Schaum, K., Photochemie und Photographie. I. (B.) 384
Scheel, K. u. **W. Heuse**, Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke. (N.) 784
Scheel, K. u. **R. Schmidt**, Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. (N.) 921
Scheiner, J., Populäre Astrophysik. (B.) 583
Schichtung: Bemerkungen über die — in der positiven Lichtsäule, v. E. Gehrcke 702
Schilling, K. u. **J. Königsberger**, Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen . . 347
Schlomann, A. u. **K. Deinhardt**, Illustrierte technische Wörterbücher. II. Elektrotechnik. (B.) . . 799
Schluckebier, A., J. Noebels u. **O. Jentsch**, Telegraphie und Telephonie. (B.) 352
Schlundt, H. u. **R. B. Moore**, Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen 81
Schmid, B., Der naturwissenschaftliche Unterricht. (B.) 206
Schmidt, G. C., Die Kathodenstrahlen. (B.) . . . 176
Schmidt, H., Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit. II. (B.) 648
Schmidt, H. W., Über den Zerfall von Radium B und C bei hohen Temperaturen 113
— Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation 184
— Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern 537
— u. **P. Cermak**, Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen. (N.) 816
Schmidt, K. E. F., Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen 13
Schmidt, R. u. **K. Scheel**, Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. (N.) 921
Schmidt, W., Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr 217
Scholl, H., Die Justierung des Quadrantelektrometers 915
Schortau, A., Ein Apparat zum Messen von Meerestiefen 726
Schott, G. A., Zur Erklärung der Spektrallinien . . 214

Seite

Schuster, A., Einführung in die theoretische Optik. (B.) 143
Schwarze Strahlung: Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der —, v. W. Ritz . . 903
Schwingungen: Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer —, v. M. Wien 49
— — Bemerkung hierzu, v. R. H. Rendahl 203
— — Antwort v. M. Wien 308
— Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer — bei Dämpfungsmessungen, v. R. H. Rendahl 135
— — Bemerkung hierzu, v. H. Rausch v. Traubenberg u. B. Monasch 251
— Über die elektrischen —, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann, v. O. M. Corbino 193
— Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische — hoher Frequenz, v. O. M. Corbino . . 195
— — Bemerkung hierzu, v. R. Rüdenberg 556
— — Antwort v. O. M. Corbino 704
— Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger — und Wellen, v. L. Kann 373
— Über Demonstration langsamer elektrischer —, v. W. König. (N.) 788
— Über neuere Methoden der Erzeugung elektrischer —, v. H. Th. Simon. (N.) 865
Schwingungserzeugung: Das Problem der —, v. H. Barkhausen. (B.) 207
Schwingungskreise: Über Messung der Dämpfung in elektrischen —, v. K. E. F. Schmidt 13
Searle, G. F. C., Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung. (N.) 878
— Die Energiestrahlung seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt. (N.) 884
Seddig, M., Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der Brownschen Molekularbewegung 465
Selbstinduktion: Absolute Messung von Kapazität und —, v. J. K. A. Wertheim-Salomonson . . . 222
— Experimentaluntersuchungen über die — in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz, v. H. Niebuhr. (B.) 384
Selen: Lichtempfindlichkeit des —, v. Chr. Ries . . 164
— Entgegengesetztes Verhalten des —, v. Chr. Ries . 228
— Einfluß der Feuchtigkeit auf die elektrischen Eigenschaften des —, v. Chr. Ries 569
Selendampf: Über die Anwendung von — zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen, v. W. S. Gripenberg 519
Sender: Über die Wirkungsweise der — für gerichtete drahtlose Telegraphie, v. J. Zenneck 553
Sensibilisation: Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische —, v. J. Stark 894
Serienschwingungen: Über eine räumliche Darstellung der — und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des Kaliums, v. E. Riecke 241
Serienspektren: Über ein neues Gesetz der —, v. W. Ritz 521
— Atomzerfall und —, v. A. L. Bernoulli. (N.) . . 745
Simon, H. Th., Über neuere Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen. (N.) 865
Simpson, G. C., Über eine neue Form der Zambonischen Säule 463
Smirnow, D., Über den täglichen Gang des Potentialgefälles 337
Soddy, F., Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum 8
— — Bemerkung hierzu, v. A. Wehnelt 134
— — Bemerkung hierzu, v. J. E. Lilienfeld . . . 193
Solenoide: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der — für Ströme hoher Frequenz, v. A. Battelli. V. 154
Sommerfeldt, E., Physikalische Kristallographie. (B.) 173
— Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht 234
Sonne: Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der —, v. P. Zeeman. (N.) . . 834

Seite

Sonnenfinsternis: Die Beobachtung der — im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres, v. W. Krebs. (N.) . . . 846
Sonnenuhren: Über Gnomone und —, ihre Geschichte und Literatur, v. Drecker. (N.) . . . 754
Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe, v. A. Leon. (B.) . . . 207
Spektralanalyse: Über — des Glimmlichtes in verschiedenen Gasen, v. F. Himstedt u. H. v. Dechend 852
Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne, v. P. Zeeman. (N.) . . . 834
Spektrallinien: Beobachtung der magnetischen Auflösung von — mittels der Methode von Fabry und Perot, v. P. Zeeman . . . 209
— Zur Erklärung der —, v. G. A. Schott . . . 214
Spektralphotometer: Ein neues — vom Hüfner-Typus, v. R. A. Houstoun . . . 127
Spektren: Über die — der Alkalien, v. C. Runge . . 1
— — Bemerkung hierzu, v. W. Ritz . . . 244
— Ultrarote Emissions- —, v. W. W. Coblentz . . 60
— Zur Energetik und Chemie der Banden- —, v. J. Stark 85
— Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher — und Nebel, v. R. W. Wood . . 355
— Die Resonanz- — des Natriumdampfes, v. R. W. Wood . . . 450
— Über ein neues Gesetz der Serien- —, v. W. Ritz . 521
— Geradsichtiges Prisma zur Projektion von —, v. J. Königsberger. (Prakt. Ecke.) . . . 727
— Atomzerfall und Serien- —, v. A. Bernoulli. (N.) 745
Spektroskop: Gitter- — mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube, v. F. Löwe. (N.) . . . 752
— Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenz- — nach Lummer-Gehrcke, v. O. v. Baeyer. (N.) . . . 831
Spektrum: Über das Swansche —, v. K. v. Wesendonk . . . 151
— Über das Banden- — des Fluorkalziums, v. B. Walter 233
— Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Banden- —, v. J. Stark . . 889
Spezifische Wärme von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden, v. A. Battelli . . . 671
Spies, P., Ein elektrochemisches Chronoskop. (Briefk.) 144
Sprühen von Kondensatoren: Über das —, v. W. Eickhoff . . . 202, 405
Spulen: Die Entladung in — mit Eisenkern, v. A. Battelli u. L. Magri . . . 156
— — Berichtigung . . . 208
— Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden — eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil, v. J. J. T. Chabot . . . 226
— Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter — bei hoher Frequenz, v. H. Niebuhr. (B.) . . . 384
Stäbe: Die Knickfestigkeit gerader —, v. T. v. Kármán 136
Stark, J., Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra 85
— — Nachtrag . . . 356
— Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese. (N.) . . . 767
— Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum . . . 889
— Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation . . . 894
— u. **W. Steubing**, Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen . . . 481
— Weitere Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Substanzen . . . 661
Stereochemie, v. A. W. Stewart. (B.) . . . 141
Stereoskopischer Effekt: Ein eigentümlicher —, v. E. Grimsehl . . . 109
— — Nachtrag . . . 202
— — Bemerkung v. M. v. Rohr . . . 201
Steubing, W. u. **J. Stark**, Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen . . 481
— Weitere Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Substanzen . . . 661
Stewart, A. W., Stereochemie. (B.) . . . 141
Stöchiometrie, v. S. Young. (B.) . . . 415

Seite

Stockhausen, K., Der eingeschlossene Lichtbogen bei Gleichstrom. (B.) . . . 448
Stöhr, A., Philosophie der unbelebten Materie. (B.) . 319
Strahlen: Einfluß der Röntgen- — auf das Einsetzen der Glimmentladung, v. E. Marx. (N.) . . . 731
— Messungen an Becquerel- —. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie, v. A. H. Bucherer. (N.) . . . 755
— Eine Neubestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathoden- —, v. J. Classen. (N.) . . . 762
— Über positive —, v. W. Wien. (N.) . . . 765
— Neue Beobachtungen an Kanal- — in Beziehung zur Lichtquantenhypothese, v. J. Stark. (N.) . . . 767
β-Strahlen: Über die Absorption der — einiger Radioelemente, v. O. Hahn u. L. Meitner . . . 321
— Über die — des Aktiniums, v. O. Hahn u. L. Meitner . . . 697
Strahlentelegraphie: Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der —, v. E. Nesper. (B.) . . . 352
Strahlenverteilung: Über die — an radioaktiven Körpern, v. H. Greinacher . . . 385
— — Bemerkung hierzu, v. H. W. Schmidt . . . 537
Strahlung: — bei Zimmertemperatur, v. W. W. Coblentz . . . 64
— — Berichtigung . . . 144
— Die durchdringungskräftige —, v. W. W. Strong . 117
— Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige — aus der Erde, v. J. C. Mc Lennan . . . 440
— Die — des Uran-X, v. M. Levin . . . 655
— Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen —, v. W. Ritz . . . 903
Strahlungsformel: Über die Jeans-Lorentzsche —, v. O. Lummer u. E. Pringsheim . . . 449
— — Bemerkung hierzu, v. H. A. Lorentz . . . 562
— — Bemerkung v. J. H. Jeans . . . 853
— — Bemerkung v. W. Ritz . . . 903
Ströme: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für — hoher Frequenz, v. A. Battelli. V. . 154
— Über die vom Voltaeffekt herrührenden — und über die kontaktelektromotorische Kraft, v. O. M. Corbino 461
— Über eine neue Wirkung des elektrischen —, v. M. Cantor. (N.) . . . 887
Stromstärken: Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen —, v. J. Rosenthal . . . 803
Strömung: Beiträge zur Theorie der konvektiven — der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen, v. L. Heis 620
Strong, W. W., Die durchdringungskräftige Strahlung 117
Superpositionsprinzipien: Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der —, v. H. Hausrath. (B.) . . . 415
Superpositionssätze: Experimentelle Prüfung der — für Wechselstrom im körperlichen Leiter, v. H. Hausrath . . . 678
Swansches Spektrum: Über das —, v. K. v. Wesendonk . . . 151

T.

Tageslichtmessungen: Über —, v. W. Thorner . . . 855
Tammann, G., Über die Beziehungen zwischen den inneren Kräften und Eigenschaften der Lösungen. (B.) 582
Technik: Wissenschaft und —, v. F. Klein . . . 924
Technische Wörterbücher: Illustrierte —, v. K. Deinhardt und A. Schlomann. II. Elektrotechnik. (B.) 799
Telautographie: Neue Resultate der —, v. A. Korn. (N.) 789
Telegraphie: Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete —, v. J. Zenneck . . . 50
— Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlen- —, v. E. Nesper. (B.) . . . 352
— und Telephonie, v. J. Noebels, A. Schluckebier u. O. Jentsch. (B.) . . . 352
— Die elektrische Wellen- —, v. O. Arendt. (B.) . . 352

Seite

Telegraphie: Die — in ihrer Entwickelung und Bedeutung, v. J. Bruns. (B.) 448
— Die — ohne Draht, v. A. Righi u. B. Dessau. (B.) 520
— Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose —, v. J. Zenneck 553
— Die Funken- —, v. H. Thurn. (B.) 583
Telephon: Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differential- —, v. G. Athanasiadis 225
Telephonie: Telegraphie und —, v. J. Noebels, A. Schluckebier u. O. Jentsch. (B.) 352
Temperatur: Die absolut höchste —, v. O. Lehmann . 251
— Beitrag zur Frage über den Einfluß der — auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen, v. H. W. Schmidt u. P. Cermak. (N.) 816
Temperaturabhängigkeit: Über die Messung der — der Brownschen Molekularbewegung, v. M. Seddig . . 465
Temperaturänderungen: Einfluß von — auf die anomale Dispersion in Kristallen, v. J. Becquerel . . . 94
Temperaturkoeffizient: Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den — der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen, v. W. Guertler 29
— — Bemerkung hierzu, v. E. Rudolfi 198
— — Erwiderung v. W. Guertler 404
— — Antwort v. E. Rudolfi 607
Thallium: Die Fraunhoferschen Linien des — und ein Versehen in Rowlands New table of standard wavelengths, v. C. Fritsch 900
Thermische Absorption: Weitere Bemerkungen über die — und chemische Absorption im Bandenspektrum, v. J. Stark 889
Thermische Meßgeräte: Verhalten der — bei Wechselströmen verschiedener Frequenz, v. J. Rautenkrantz 911
Thermochemie, v. J. Thomsen. (B.) 416
Thermodynamik, v. G. H. Bryan. (B.) 206
— Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der —, v. O. M. Corbino 344
— — Erwiderung hierzu, v. M. Laue 617
— — Antwort v. O. M. Corbino 669
— — Nachtrag v. M. Laue 907
—: — und Kinetik der Körper, v. B. Weinstein. III. 1. 2. (B.) 928
Thompson, S. P., Die dynamoelektrischen Maschinen. I. (B.) 320
Thomsen, J., Thermochemie. (B.) 416
Thomson, J. J., Die Beziehung zwischen Materie und Äther im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität 543
Thor: Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Meso- — und Radio- —, v. O. Hahn 246
Thorium: Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des — andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge —, v. G. A. Blanc 294
— Über das Meso- —, v. O. Hahn 392
— — Berichtigung 448
Thoriumzerfallsprodukte: Zur Nomenklatur der —, v. O. Hahn 245, 320
Thorner, W., Über Tageslichtmessungen 855
Thurn, H., Die Funkentelegraphie. (B.) 583
Tommasina, Th. u. E. Sarasin, Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität 53
— — Bemerkung hierzu, v. J. Danne 306
Toepler, M., Bemerkung über Lichtbogen und Büschellichtbogen 372
Triplets: Neue Beobachtungen über asymmetrische —, v. P. Zeeman 340
— — Berichtigung 416
— Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher —, v. W. Voigt 353
Tuma, J., Eine Methode zur Messung des Momentanwertes einer Rotationsgeschwindigkeit 565
Turmalinkristall: Über die Rotation eines — durch geradlinig polarisiertes Licht, v. J. A. Anderson . 707

U.

Uller, K., Die Energiewanderung im permanenten elektromagnetischen Felde gemäß dem Theorem von Poynting 529
Ultrarote Emissionsspektren, v. W. W. Coblentz . . 60
Ultraviolett: Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im —, v. St. Landau 417
Unbelebte Materie: Philosophie der —, v. A. Stöhr. (B) 319
Unipolarität: Zur Erklärung der — bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen, v K. Kurz 218
Universität und Schule. (B.) 648
Unsymmetrische Zerlegung: Über die — der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde, v. P. Gmelin 212
Unterkühltes Wasser: Die Kristallisation des —, v. B. Weinberg 645
Unterricht: Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im naturwissenschaftlichen und physikalischen —, v. W. Krebs. (N.) 774
Unterseeische Schallsignale: Zur Richtungsbestimmung —, v. L. Zehnder. 519
Uran: Die Strahlung des — -X, v. M. Levin 655
Uranverbindungen: Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger —, v. H. Schlundt u. R. B. Moore 81

V.

Vakuum: Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen —, v. F. Soddy 8
— — Bemerkung hierzu, v. A. Wehnelt 134
— — Bemerkung hierzu, v. J. E. Lilienfeld . . . 193
Vakuumröhren: Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in —, v. P. Doglio 190
Valenzlehre: Elektronentheorie und —, v. H. Kauffmann 311
— — Bemerkung hierzu, v. J. Stark 356
Variometer: Luftdruck- — zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei Ballonfahrten, v. A. Bestelmeyer. (N.) 863
Versammlung: 80. — deutscher Naturforscher und Ärzte zu Köln, vom 20. bis 26. September 1908 729
Vertikalgeschwindigkeit: Luftdruckvariometer zur Messung der — bei Ballonfahrten, v. A. Bestelmeyer. (N.) 863
Viskositätsanomalien: Über die — beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten, v. E. Bose u. F. Conrat 169
— Über die — von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten, v. E. Bose 707
Voigt, W., Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen 120
— Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller 256
— Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher Triplets 353
— Beobachtungen über natürliche und magnetische Drehung der Polarisationsebene in Kristallen von K. Honda 585
— Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling). (N.) 782
Voltaeffekt: Über die vom — herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft, v. O. M. Corbino 461
Voltameter: Ein Wage- —, v. A. Wendler 806
Vorlesungsapparat: Einfacher — zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents, v. L. Kann . . 263
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1908. . 273
— für das Wintersemester 1908/09 681
Vulkanismus im Planetensystem, v. W. Krebs. (N.) . 773

W.

Wachsmuth, J., Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und Helium 235



Seite
Wagevoltameter: Ein —, v. A. Wendler 806
Walter, B., Über das Bandenspektrum des Fluorkalziums 233
Warburg, E., Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. (B.) 176
Wärme: Luft, Wasser, Licht und —, v. R. Blochmann. (B.) 270
— Die Lehre von der —, v. R. Börnstein. (B.) . . 583
— Spezifische — von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden, v. A. Battelli 671
Wärmeäquivalent: Einfacher Vorlesungsapparat zur Bestimmung des mechanischen —, v. L. Kann . . . 263
Wärmelehre, v. J. J. C. Müller. (B.) 550
Wärmeleitung: Über die — in Gemischen zwischen Argon und Helium, v. J. Wachsmuth 235
Wärmetheorie: Grundriß der —, v. J. J. Weyrauch. (B.) 584
Wasser: Luft, —, Licht und Wärme, v. R. Blochmann. (B.) 270
Wasserstoff: Über die Dispersion des leuchtenden —, v. R. Ladenburg u. St. Loria. (N.) 875
Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr, v. W. Schmidt 217
Wechselstrom: Eine Methode zur Erzeugung von — beliebiger Periodenzahl, v. R. Rüdenberg . . . 556
— — Bemerkung hierzu, v. O. M. Corbino 704
— Experimentelle Prüfung der Superpositionssätze für — im körperlichen Leiter, v. H. Hausrath 678
— Verhalten der thermischen Meßgeräte bei — verschiedener Frequenz, v. J. Rautenkrantz 911
Wechselstrommaschinen: Allgemeine Sätze über den Betrieb von n parallel geschalteten —, v. H. Görges. (N.) 265
Wechselstrompermeabilität: Über —, v. L. Schames . 317
Wehnelt, A., Über die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum 134
Wehnelt-Kathode: Die — im hochgradigen Vakuum, v. F. Soddy 8
— — Bemerkung hierzu, v. J. E. Lilienfeld . . . 193
Weinberg, B., Die Kristallisation des unterkühlten Wassers 645
Weinstein, B., Thermodynamik und Kinetik der Körper. III. 1. 2. (B.) 928
Weiß, B., Molekulares Feld und Ferromagnetismus . 358
Wellen: Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und —, v. L. Kann 373
— Zur Priorität eines „—-Apparates zur Zusammensetzung beliebig vieler — während ihres Verlaufes, also zur Demonstration stehender und interferierender — u. dgl.“, v. L. Kann 468
Wellenlängen: Gitterspektroskop mit nach — bezifferter Mikrometerschraube, v. F. Löwe. (N.) 752
— Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard —, v. C. Fritsch 900
Wellentelegraphie: Die elektrische —, v. O. Arendt. (B.) 352
Weltäther: Moleküle, Atome, —, v. G. Mie. (B.) . . 848
Wendler, A., Ein Wagevoltameter 806
Wernicke, K., Die Isoliermittel der Elektrotechnik. (B.) 448
Wertheim-Salomonson, J. K. A., Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion 222
Wesendonk, K. v., Über das Swansche Spektrum . 151
Weyrauch, J. J., Grundriß der Wärmetheorie. (B.) . 584
Whetham, W. C. D., Die Theorie der Experimental-Elektrizität. (B.) 141
Widerstand: Eine Methode zur Messung der — von Elektrolyten mittels Differentialtelephons, v. G. Athanasiadis 225
— Über den elektrischen — der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen, v. G. Niccolai 367
— Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter —, v. O. M. Corbino 411
Wiechert, E., Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik. (N.) . . . 36

Seite
Wien, M., Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen 49
— — Bemerkung hierzu, v R. H. Rendahl 203
— — Antwort v. M. Wien 308
— Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Macků: Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung 537
— — Antwort v. B. Macků 646
Wien, W., Über positive Strahlen. (N.) 765
Wiesner, B. u. F. Dessauer, Leitfaden des Röntgenverfahrens. (B.) 480
Wigand, A., Zum Gesetze von Dulong und Petit . . 66
— — Bemerkung hierzu, v. P. Rohland 318
Windrichtung: Über die Ermittlung des Winkels zwischen Gradient und —, v. E. van Everdingen. (N.) . . 796
Winkel: Über die Ermittlung des — zwischen Gradient und Windrichtung, v. E. van Everdingen. (N.) . 796
Winkelgeschwindigkeit: Über die durch eine sprungweise Änderung der — einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung, v. G. F. C. Searle. (N.) 878
Wissenschaft und Technik, v. F. Klein 924
Wolke: Leuchtende —, v. W. Kaufmann 606
Wood, R. W., Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom 124
— Anomale magnetische Rotationsdispersion des Neodyms 148
— — Bemerkung hierzu, v. G. J. Elias 355
— Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und Nebel 355
— Die Resonanzspektren des Natriumdampfes 450
— Über die Emission polarisierten Lichtes seitens fluoreszierender Gase 590
Woods, H., Der Äther. (B.) 174
Wulf, Th. u. A. Gockel, Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge . . 907

Y.

Young, S., Stöchiometrie. (B.) 415

Z.

Zambonische Säule: Über eine neue Form der —, v. G. C. Simpson 463
Zeeman, P., Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot 209
— Neue Beobachtungen über asymmetrische Triplets . 340
— — Berichtigung 416
— Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. (N.) 834
Zeeman-Effekt: Der — der Heliumlinien, v. W. Lohmann 145
— — Berichtigung 208
Zeeman-Phänomen: Das — und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik, v. O. M. Corbino 344
— — Bemerkung hierzu, v. M. Laue 617
— — Antwort v. O. M. Corbino 669
— — Nachtrag v. M. Laue 907
Zeemansche Triplets: Zur Erklärung der Dissymmetrien —, v. W. Voigt 353
Zehnder, L., Grundriß der Physik. (B.) 78
— Zur Richtungsbestimmung unterseeischer Schallsignale 519
Zeiß: Das —-werk und die Carl-—-Stiftung in Jena, v. F. Auerbach. (B.) 175
Zellen: Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer —, v. H. Dember 188
Zenneck, J., Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie 50
— Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie 553
Zerfall: Über den — von Radium B und C bei hohen Temperaturen, v. H. W. Schmidt 113
— — Bemerkung hierzu, v. W. Makower u. S. Ruß 250



Seite
Zerstäubende Wirkung: Über die — des Lichtes und die optische Sensibilisation, v. J. Stark 894
Zerstreuungsmessungen: Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen —, v. K. Kurz 218
Zickendraht, H., Untersuchungen am fluoreszierenden Natriumdampfe 593
Zink: Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und —, angestellt von J. Miller, v. W. Voigt 256
Zustandsgleichung: Die — der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie, v. J. P. Kuenen. (B.) 927
Zwischenprodukt: Ein kurzlebiges — zwischen Mesothor und Radiothor, v. O. Hahn 246
Zylinder: Das elektromagnetische Feld um einen — und die Theorie des Regenbogens, v. P. Debije. (N.) . 775

Namensverzeichnis der „Personalien".

Abderhalden. 520.
Abendroth †. 208.
Abraham. 352.
Anselmino. 240.
Aschan. 448.
Askenasy. 273.
Ayrton. 888.
Baillaud. 144.
Baeschlin. 928.
Bates. 552.
Battelli. 480.
Becker. 888.
Beckmann. 144.
Becquerel †. 616.
Behn †. 352.
Belohoubek †. 384.
Berndt. 208.
Bertschinger. 520.
Beschke. 552.
Bidlingmaier. 520.
Bigelow. 520.
Bischoff †. 800.
Blanc. 273.
Bodenstein. 273.
Bonte. 240.
Boßhard. 112.
Bracket. 448.
Braunmühl, v. †. 240.
Brodhun. 648.
Brown. 352.
Buchholz. 80.
Burkhardt. 552.
Cantor. 352.
Carathéodory. 208. 728.
Cassie †. 552.
Ceresole. 552.
Cherbuliez. 448.
Clifton-Sorby †. 240.
Cooksey. 552.
Coupier †. 416.
La Cour. 320.
Cruls †. 552.
Dalwigk, v. 80.
Danneel. 552.
Darapsky. 384.
Déguisne. 112.
Denizot. 888.
Dieffenbach. 681.
Dietz. 48.
Distelli. 888.
Ditte. 888.
Ditz. 928.
Eliot. 888.
Epstein. 273.
Erdmann. 552.
Erhard. 384.
Evans †. 480.
Fawsitt. 848.
Ferrini †. 112.
Feußner, K. 648.
Feußner, W. 416.
Finger. 384.
Finzi. 584.
Franke. 648.
Fricke. 584.
Friedländer. 480.
Fueter. 112.
Gewecke. 848.
Gintl †. 208.
Glatzel. 552.
Grandmougin. 448.
Gras †. 48.
Graetz. 320.
Guertler. 273. 648.
Gustavson †. 416.
Guthzeit. 240.
Habermann. 928.
Hall †. 112.
Hanskij †. 648.
Hantzsch. 384.
Hanzlik. 448.
Harling. 384.
Haerpfer. 448.
Harzer. 352.
Hemmelmayr v. Augustenfeld. 681.
Hensel. 616.
Hergesell. 520.
Herglotz. 520.
Hermann. 480.
Hertzer †. 888.
Herz. 80.
Hessenberg. 888.
Hilb. 352.
Hilpert. 320.
Hind †. 681.
Hirzel †. 888.
Hoffmann. 176.
Hönigschmid. 648.
Houben. 584.
Hüfner, v. †. 240.
Jaffé. 928.
Jaeger. 648.
Janssen †. 48.
Jaquerod. 208.
Jhering, v. 240.
Joly †. 520.
Jordis. 80.
Jungfleisch. 48.
Just. 320.
Kadrnozka. 176.
Kalley. 520.
Kammerer. 112.
Kapff. 416.
Kasdorf. 240.
Kaufmann. 176.
Keller, K. 240.
Keller, O. 552.
Kelvin, Lord †. 48.
Keppeler. 320.
Klimont. 112.
Klupathy. 176.
Koch, P. 48.
Kohl †. 352.
Köhler. 352.
Koelker. 552.
Kollros. 928.
Korkin †. 648.
Korn. 176.
Kremann. 681.
Kučera. 552.
Kurlbaum. 112.
Laar, J. van. 681.
Lacombe. 584.
Ladenburg †. 480.
Lancaster †. 176.
Lattimore. 448.
Lehmann. 144.
Lerch, v. 448.
Lewicki. 176.
Liebig, v. 112.
Liebreich †. 520.
Lincke. 520.
Lindelöf †. 240.
Lindemann. 112.
Lippmann. 928.
Liveing. 480.
Lohr. 728.
Lüdeling. 273.
Luther. 176.
Mache. 240.
Marshall. 681.
Marten. 273.
Mascart †. 616.
Mathews. 552.
Matthies. 848.
Mayer, A. †. 273.
Mayer, M. 416.
Meerwein. 520.
Meisenheimer. 112.
Messerschmitt. 112.
Meyer, E. 616.
Meyer, H. 928.
Meyer, R. J. 273.
Meyer, St. 648.
Meyermann. 928.
Molby. 520.
Mollier. 384.
Mooser (St. Gallen) †. 448.
Moritz. 552.
Moser (Wien) †. 681.
Moser, L. 416.
Mugdan. 416.
Mühlmann. 208.
Müller, Conrad. 848.
Müller, Curtius. 928.
Musil. 928.
Näbauer. 552.
Nägel. 176.
Naysmith. 520.
Neilson. 416.
Neumann. 648.
Noack. 552.
Nordmeyer. 480.
Paalzow †. 80.
Panzer. 480.
Parry. 552.
Pfeiffer. 112.
Planck. 144.
Plato. 48.
Pöhl, v. †. 681.
Poincaré. 240.
Pollak. 648.
Pope. 584.
Prohazka. 520.
Rehorovsky. 928.
Reithoffer. 681.
Ringel. 520.
Ristenpart. 520. 552.
Rohde. 144.
Rosenmund †. 648.
Rothe. 273.
Rubens. 144.
Rudolphi. 384.
Rügheimer. 112.
Rühlmann. 888.
Rusl. 848.
Russ. 888.
Rutherford. 928.
Sachs, Fr. 208.
Sand. 520.
Schatterly. 520.
Schaum. 480.
Scheibner †. 273.
Schlink. 273.
Schmauß. 552.
Schmidt, E. 800.
Schmidt, G. C. 48.
Schmidt, H. W. 240.
Schmidt, O. 112.
Schönherr. 480.
Schreiber †. 728.
Schultze. 848.
Schur. 552.
Seeliger, v. 480.
Smith, H. L. 552.
Smith, R. O. 448.
Smochulowski v. Smolan. 480.
Sommerville. 520.
Spiegel. 273.
Stäckel. 240. 273.
Stähler. 208.
Striter. 552.
Struve †. 448.
Taylor †. 552.
Terier. 352.
Than, v. 448.
Thome. 928.
Thomson. 48.
Tietze. 800.
Tubandt. 848.
Tugman. 520.
Uller. 480.
Ulrich. 928.
Unger. 681.
Vanecek. 273.
Volhard. 520.
Vorländer. 240. 520.
Walker, J. 552.
Walker, W. A. 552.
Wangerin. 144.
Wartenberg, v. 208.
Watts. 552.
Weber, R. 208.
Wedding. 352.
Wedekind †. 176.
Wegener. 520.
Weigert. 584.
Weinmeister. 384.
Weinreb. 928.
Wenzel. 648.
Werner †. 552.
Wheeler. 552.
Wiener, H. 681.
Wiener, O. 384.
Wirtz. 681.
Wüllner †. 728.
Young †. 144.
Zakrzewski. 728.
Zoeppritz †. 552.
Zulkowski †. 80.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. | 1. Januar 1908. | 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 2 am 9. Januar 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

C. Runge, Über die Spektren der Alkalien. S. 1.

Lord Kelvin, Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen. S. 2.

M. Kofler, Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen. S. 6.

F. Soddy, Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum. S. 8.

R. Gans, Paramagnetismus und Diamagnetismus. S. 10.

K. E. F. Schmidt, Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen. S. 13.

W. A. Michelson, Ein neues Aktinometer. S. 18.

A. W. Porter, Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration. S. 24.

W. Guertler, Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metalllegierungen. I. S. 29.

Vorträge und Diskussionen von der 79. Naturforscherversammlung zu Dresden:

E. Wiechert, Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik. S. 36.

Referate:

Philippe-A., Guye, Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 im Laboratorium für physikalische Chemie der Universität Genf ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der Gase. S. 47.

Besprechungen:

R. Namias, Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie. I. S. 48.

Tagesereignisse. S. 48.

Personalien. S. 48.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Spektren der Alkalien.

Von C. Runge.

In seiner Dissertation „Beiträge zur Kenntnis der ultraroten Emissionsspektren der Alkalien“, Jena, 1907, hat Herr Arno Bergmann im ultraroten Teil der Spektren von Kalium, Rubidium und Cäsium je eine neue Serie entdeckt, so daß jetzt in jedem dieser Spektren vier Serien bekannt sind. Zwischen diesen neu entdeckten Serien und den ersten Nebenserien besteht eine ähnliche Beziehung wie zwischen der Hauptserie und der zweiten Nebenserie. Bezeichnet man nämlich mit E_1, E_2 die Schwingungszahlen der Stellen, wo die beiden Linien der Paare der Nebenserien auslaufen und mit E die Schwingungszahl der Stelle, wo die neue Serie ausläuft, so liefern die Differenzen $E_1 - E$ und $E_2 - E$ sehr nahe die Schwingungszahlen des ersten Linienpaares der ersten Nebenserie.

Kalium.

$E_1 = 21968{,}3$, $E_2 = 22024{,}3$ } Ende der Nebenserien nach der Rechnung von W. Ritz.[1]

$E = 13482{,}4$ { Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 57.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 8485{,}9$	8502,0	beobachtet von A. Bergmann
$E_2 - E = 8541{,}9$	8563,1	

1) W. Ritz, Ann. d. Phys. **12**, 295, 1903.

Rubidium.

$E_1 = 20877{,}3$, $E_2 = 21115{,}3$ } Ende der Nebenserien nach der Rechnung von W. Ritz.

$E = 14344{,}4$ { Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 58.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 6532{,}9$	6489,3	beobachtet von A. Bergmann
$E_2 - E = 6770{,}9$	6743,1	

Cäsium.

$E_1 = 19674{,}8$, $E_2 = 20227{,}5$ } Ende der Nebenserie nach der Rechnung von W. Ritz. l. c. S. 297.

$E' = 16791{,}9$, $E'' = 16887{,}7$ } Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 59.

$E = 16839{,}8$ Mittel aus den beiden Werten E', E''.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 2835{,}0$	2642,3	Nicht beobachtet, sondern nur extrapoliert aus der Serienformel nach W. Ritz, berechnet von A. Bergmann. Diss. S. 53.
$E_2 - E = 3387{,}7$	3193,5	

Im Cäsiumspektrum besteht die Serie aus Linienpaaren, und Herr Bergmann gibt an, daß die beiden Linien in der Skala der Schwingungszahlen bei allen Paaren gleich weit voneinander abstehen. Ich sollte erwarten, daß sie ähnlich wie die Linienpaare bei der Hauptserie nach dem Ende der Serie hin sich zusammenziehen. Genauere Untersuchungen werden zeigen müssen, ob das der Fall sein kann. Auch die Serien für Kalium und Rubidium bestehen ver-



mutlich aus Linienpaaren, wie schon Herr Bergmann bemerkt. Sie würden indessen dem kleineren Atomgewicht von Kalium und Rubidium entsprechend so viel enger sein müssen als die Cäsiumpaare, daß ihre Trennung bei der bisherigen Dispersion nicht wohl gelingen konnte.

Wenn es sich bestätigen sollte, daß die Linienpaare sich nach dem Ende der Serien hin zusammenziehen, so würde ich weiter vermuten, daß die erste Nebenserie mit der neuen Serie in derselben Weise verknüpft ist, wie die Hauptserie mit der zweiten Nebenserie. Nach der Gestalt, die W. Ritz der Serienformel gegeben hat, würde man dann haben:

Erste Nebenserie: Schwingungszahlen:

$$= \begin{cases} f(2, \alpha_1, \beta_1) - f(n, \alpha, \beta) \\ f(2, \alpha_2, \beta_2) - f(n, \alpha, \beta) \end{cases} \quad n = 3, 4, 5 \ldots,$$

Neue Serie: Schwingungszahlen:

$$= \begin{cases} f(3, \alpha, \beta) - f(n, \alpha_1, \beta_1) \\ f(3, \alpha, \beta) - f(n, \alpha_2, \beta_2) \end{cases} \quad n = 3, 4, 5 \ldots,$$

wo

$$f(n, \alpha, \beta) = \frac{109675}{(n + \alpha + \beta/n^2)^2}.$$

Die neue Serie würde danach für $n = 2$ die Schwingungszahlen des Hauptgliedes der ersten Nebenserie ergeben nur mit negativem Vorzeichen, analog wie die zweite Nebenserie für den niedrigsten Wert von n die Schwingungszahlen des Hauptgliedes der Hauptserie mit negativem Vorzeichen liefert.

Um diese Vermutungen mit Sicherheit zu bestätigen, muß man allerdings genauere Messungen der ultraroten Linien abwarten. Denn die Extrapolation der Formeln nach der Seite der kleineren Werte von n hin läßt einen zu weiten Spielraum zu, als daß man etwas Sicheres aussagen könnte.

Immerhin ist so viel sicher, daß die neue Serie mit der ersten Nebenserie in enger Beziehung steht, so daß die vier Serien in jedem der beobachteten Spektren zu zwei und zwei zusammengehören. Eine gewisse Spiegelsymmetrie liegt darin, daß die Hauptserie bei höherer Schwingungszahl endigt als die Nebenserien, die neue Serie dagegen bei niedrigeren Schwingungszahlen und daß das Hauptglied bei dem einen Serienpaar der Hauptserie bei dem andern der ersten Nebenserie angehört.

(Eingegangen 2. Dezember 1907.)

Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen.

Von Lord Kelvin.[1])

§ 1. Unter Atom verstehen wir ein unteilbares Element ponderabler (Gravitations-) Materie oder Elektrizität; unter Molekül eine Vereinigung von zwei oder mehr ponderablen Atomen, zusammengehalten durch gegenseitige Anziehungen, denen gegenseitige Abstoßungen das Gleichgewicht halten.

§ 2. In der Atomtheorie der Elektrizität bedeutet das Elektron ein Atom sogenannter negativer Elektrizität und es besteht die aller Wahrscheinlichkeit nach richtige Annahme, daß alle Elektronen gleich und gleichartig sind (d. h. daß es nur eine einzige Art von Elektronen gibt).

§ 3. Eine alte Hypothese, der zu allen Zeiten von den Naturforschern große Bedeutung beigemessen wurde, nimmt an, daß es nur eine einzige Art von Atomen gibt und daß Gruppen von gleichen und gleichartigen Atomen die chemischen Elemente bilden mit allen ihren wunderbar verschiedenen Eigenschaften. Allein, obwohl zweifelsohne einige wichtige und interessante Unterschiede in den Eigenschaften, z. B. zwischen gewöhnlichem und rotem Phosphor, auf solche differente Gruppierungen einer einzigen Atomart zurückgeführt werden müssen, so erscheint es doch höchst unwahrscheinlich, daß nur auf diese Weise alle die verschiedenen chemischen und anderen Eigenschaften der großen Zahl von Substanzen, die man gewöhnlich als chemische Elemente bezeichnet, erklärt werden können. Im Gegenteil scheint es fast absolut sicher zu sein, daß es viele verschiedene Arten von Atomen gibt, jede ewig unveränderlich in ihrer spezifischen Qualität, daß jede der verschiedenen Substanzen wie Gold, Silber, Blei, Eisen, Kupfer, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, für sich aus Atomen einer bestimmten unveränderlichen Qualität bestehen und daß kein Atom in das andere verwandelt werden kann.

§ 4. Die einzigen Eigenschaften eines Atoms sind wie folgt charakterisiert: 1. durch seine Masse (als Maß für die „Trägheit" seiner translatorischen Bewegung), 2. durch das Gesetz der gegenseitigen Kraftwirkung zwischen ihm selbst und jedem anderen Massen- oder Elektrizitätsatom im Weltall und abhängig von der Entfernung zwischen den Atomen. Bezüglich der wechselseitigen Kraft zwischen ponderablen Atomen dürfen wir annehmen, daß ihr Gesetz das Newtonsche Gravitationsgesetz ist

1) Mitteilung an die Sektion A der British Association, 1. August 1907.



für alle Entfernungen, die größer sind als ein Millionstel Centimeter. Für kleinere Entfernungen als ein Millionstel Centimeter gilt das Newtonsche Attraktionsgesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung nicht mehr wegen der Abstoßung infolge des gegenseitigen Drucks von zwei Körpern, die sich den Raum streitig machen. Für noch kleinere Abstände ergibt sich, nach der Theorie von Boscovich, wieder Anziehung, auf der die Kohäsion und chemische Affinität beruht.

§ 5. Die Annahme, daß die gegenseitige Kraft zwischen zwei Atomen lediglich von der Entfernung zwischen ihren Mittelpunkten abhängt, setzt voraus, daß jedes Atom völlig isotrop ist. Ein anisotropes Atom, d. h. ein solches, das nach verschiedenen Richtungen differente anziehende und abstoßende Kräfte zeigt, ist wohl vorstellbar und wird möglicherweise in einer zukünftigen Atomtheorie seinen Platz haben. Bisher bestand allerdings die allgemeine Annahme, daß jedes Atom, von gewöhnlicher oder elektrischer Masse, durchaus isotrop sei, und ich beabsichtige auch heute nicht, in eine theoretische Betrachtung anisotroper Atome einzutreten.

§ 6. Des ferneren sehe ich davon ab, auf eine atomistische Theorie des Äthers einzugehen. In der Tat erscheint es mir höchstwahrscheinlich, daß der Äther wirklich ohne Struktur ist, d. h. daß die kleinste wie die größte Äthermenge die gleichen elastischen Eigenschaften hat. Es besteht auch keine Schwierigkeit in dieser Annahme eines völlig homogenen elastischen festen Körpers, der das ganze Weltall gleichmäßig erfüllt. Man spricht wohl manchmal von dem „Lichtäther", als wenn derselbe eine Flüssigkeit sei. Ich selbst habe aus Gründen, die mir dringend erscheinen, seit mehr als dreißig Jahren, die Vorstellung aufgegeben, als hätten wir es bei dem Äther mit einer Flüssigkeit zu tun, die elastische Erscheinungen zeigt, beruhend auf Bewegung wie bei den Zusammenstößen Helmholtzscher Wirbelringe. Gibt man diesen Gedanken auf, so sind wir zu der Schlußfolgerung getrieben, daß der Äther ein elastischer fester Körper ist, in dem Wellen ohne Änderung des Volumens möglich sind, wobei die bewegende Kraft in dem elastischen Widerstand gegen Formänderung besteht.

§ 7. Wir stoßen nun auf die Frage: ist der Äther inkompressibel? Die Antwort sollte lauten: ja, er ist inkompressibel, wenn er dem Gesetz der allgemeinen Gravitation untersteht. Sobald wir aber eine Erklärung versuchen wollen für Bewegung im Äther, hervorgerufen durch sich in ihm bewegende ponderable oder elektrische Atome, so müssen wir zu der Überzeugung kommen, daß der Äther doch kompressibel ist.[1]) Auf diese Weise werden wir dann zu der Annahme gezwungen, daß der Äther nicht gravitationell ist. So gelangen wir also zu der Überzeugung, daß der Äther kompressibel ist, und daß es keine Gravitationskräfte zwischen seinen Teilen gibt.

§ 8. Wir wollen nun annehmen, daß ein Atom (ponderabel oder elektrisch) in dem Äther dadurch, daß es ihn anzieht oder abstößt, eine Störung hervorbringt mit einer nach der Entfernung variierenden Kraft, und daß Atom und Äther, ohne anderen gegenseitigen Einfluß aufeinander als diesen, gemeinsam denselben Raum einnehmen. Wenn der Äther inkompressibel wäre, so würde diese Anziehung oder Abstoßung völlig ohne Wirkung sein. Das Atom würde sich durch den vom Äther eingenommenen Raum bewegen, ohne demselben irgendwelche Bewegung zu erteilen und ohne seinerseits irgendwelche Kraftäußerung durch den Äther zu erfahren. Damit also Atome Energie aus Ätherbewegung oder der Äther Energie aus Massenbewegung empfangen könne, müssen wir annehmen, daß der Äther zusammendrückbar und ausdehnbar ist und komprimiert oder ausgedehnt wird, oder bei gewisser Entfernung komprimiert, bei anderen ausgedehnt wird, vermöge der Kraft, die das Atom auf ihn ausübt.

§ 9. Indem wir den Äther als kompressibel annehmen, setzen wir doch voraus, daß sein Widerstand gegen Kompression (positiv oder negativ) so enorm groß ist, daß Wellen, hervorgerufen durch Verdichtungen und Verdünnungen, im reinen Äther praktisch eine unendlich große Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben, und daß die Energie solcher Wellen, welche durch Kollisionen von Atomen oder Elektronen erzeugt werden kann, praktisch unendlich klein ist im Vergleich mit der Energie der Wellen ohne Volumenänderung, auf denen strahlende Wärme und Licht beruhen und welche tatsächlich durch diese Kollisionen hervorgerufen werden. Nur unter der Einwirkung der ganz gewaltigen Kräfte der Anziehung oder Abstoßung, welche die Atome auf den Äther ausüben, kann eine Vergrößerung oder Verminderung seiner Dichtigkeit eintreten.

§ 10. Durch rein dynamische Überlegungen mag aus den Hypothesen §§ 4, 6, 8 und 9 die Folgerung gezogen werden, daß ein Atom (als unendlich klein angenommen), welches sich durch den Äther mit einer Geschwindigkeit q, die größer als die Lichtgeschwindigkeit v sei, bewegt, keine Störung im Äther hervorruft vor einem Kegel, dessen Spitze im Atom liegt und dessen halber Öffnungswinkel gleich $\arcsin \frac{v}{q}$ ist[2]),

1) Baltimore Lectures Appendix A; Appendix B § 3.
2) Baltimore Lectures Appendix B, §§ 6, 7.

daß aber das sich bewegende Atom hinter sich im Kegelraum eine unaufhörlich wachsende Störung im Äther verursacht, und daß deshalb eine permanente Kraft nötig ist, um es in einer konstanten, die Lichtgeschwindigkeit übersteigenden Geschwindigkeit zu erhalten. Im Jahre 1888 gelangte Oliver Heaviside[1]) zu einer übereinstimmenden Schlußfolgerung durch rein mathematische Operationen mit Maxwells elektromagnetischen Formeln, ohne irgendwelche dynamische Grundlage und im Jahre 1897[2]) stellte er, immer noch ohne irgendwelche dynamische oder chemische Eigenschaften des Äthers und der Atome anzunehmen, eine irrige Hypothese richtig, daß keine noch so große Kraft einem Atom eine der Lichtgeschwindigkeit gleiche Geschwindigkeit erteilen könne, eine Hypothese, die in den letzten zehn Jahren für die Spekulationen und Rechnungen hinsichtlich der Radioaktivität eine ziemlich große Rolle gespielt hat.

§ 11. Rein dynamische Überlegungen[3]), betreffend unsere Annahmen in §§ 4, 6, 8 und 9, lehren uns weiter:

a) daß keine Kraft erforderlich ist, um ein Atom in gleichförmiger Bewegung durch den Äther bei einer Geschwindigkeit, die kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit, zu halten;

b) daß, indem man ein Atom plötzlich aus der Ruhe in Bewegung setzt, eine kugelförmige Erregung verursacht wird, die mit Lichtgeschwindigkeit sich ausbreitet von dem Orte aus, wo sich das Atom befand, als es die angenommene Geschwindigkeit erlangte;

c) die Größe dieser kugelförmigen Erregung ist ein Maximum in einer Ebene durch den Mittelpunkt der Kugel senkrecht zur Bewegungsrichtung und ist Null an den beiden Punkten, in welchen die Kugelfläche von dieser Bewegungslinie geschnitten wird[4]);

d) diese kugelförmige Erregung befördert nach auswärts durch den unendlichen Raum eine endliche Energiemenge l entsprechend einem Teil der Arbeit w, die geleistet wird von der Kraft, welche aufgewendet wurde, um das Atom in Bewegung zu setzen. Je plötzlicher das Atom in Bewegung gesetzt wird, desto größer ist l;

e) wenn zu irgendeiner Zeit eine widerstehende Kraft das Atom plötzlich aufhält, so wird dem Äther Arbeit geliefert, kraft welcher eine andere Erregung einen Energiebetrag l' fortträgt, und an dem aufhaltenden Mittel wird eine Arbeit $w - l - l'$ geleistet;

f) wenn das Aufhalten und Inbewegungsetzen gleich plötzlich geschieht, so sind die beiden Erregungen gleich und l' ist gleich l.

§ 12. Die vollständige Bedeutung von e) wird ein Beispiel klar machen. Es seien drei gleiche und gleichartige ideale unelektrische Atome A, B, C in einer geraden Linie gegeben; B in Ruhe, A in Bewegung gegen B mit der Geschwindigkeit q, und C in Bewegung gegen B in der entgegengesetzten Richtung mit einer Geschwindigkeit, die gerade groß genug ist, daß Atom B nach seinem Zusammenstoß mit C in Ruhe bleibt. Die anfänglichen Entfernungen müssen so bemessen sein, daß der Zusammenstoß zwischen A und B früher stattfindet als der zwischen B und C. In den durch die beiden Zusammenstöße hervorgerufenen Erregungen werden in den unendlichen Raum die Energiemengen l und l' befördert. In der jetzt beschriebenen Anordnung wird das Atom B nicht ebenso plötzlich in Bewegung gesetzt wie aufgehalten und wegen dieser Differenz wird im allgemeinen l' etwas kleiner als l sein; allein das zwischen den Atomen bestehende Kraftgesetz kann so beschaffen sein, daß l' gleich oder größer als l wird für gewisse Werte von q.

Man denke an einen analogen Fall von Zusammenstößen zwischen drei idealen vollständig elastischen Billardkugeln. Das Zusammenprallen von A mit B und von B mit C verursacht Energieverluste l und l' in Form von Schallwellen, die durch die Luft fortgeführt werden.

§ 13. Betrachten wir jetzt die Kollisionen in einem unelektrischen einatomigen Gase, d. h. einer Ansammlung einzelner Atome, von denen jedes sein neutralisierendes (normales) Quantum Elektronen besitzt, ausgenommen ein kleiner Teil, von welchem bezw. an welchen zeitweilig Elektronen mögen genommen bezw. abgegeben worden sein. Der Einfachheit halber werden wir erst den Fall betrachten, in welchem ein einzelnes Elektron das elektrisch neutralisierende (normale) Quantum für jedes ponderable Atom ist. Die Zusammenstöße werden die Elektronen permanent in einem Zustande der Vibration innerhalb der Atome erhalten, ausgenommen in dem verhältnismäßig seltenen Falle, daß ein Elektron aus einem Atom herausgetrieben wird oder in dem äußerst seltenen Falle, daß die relative Bewegung eines Atoms und eines Elektrons gerade genau auf Null reduziert wird durch eine Kollision.

§ 14. Das Kraftgesetz zwischen dem Elektron und dem Atom mag so beschaffen sein, daß für das Elektron der Mittelpunkt des Atoms der einzige Ort stabilen Gleichgewichts ist oder,

§ 15, derart, daß es eine beliebige Anzahl i von konzentrischen Kugelflächen innerhalb

1) Heavisides Electrical Papers II, 494, 516.

2) Heavisides Electromagnetic Theory II, Appendix G.

3) Baltimore Lectures Appendix B, §§ 4—7.

4) Baltimore Lectures Lec. VIII, S. 88, Lec. XIV, S 197.

des Atoms gibt, auf deren jeder ein Elektron in radial stabilem Gleichgewicht bleiben könnte und von $(i-1)$ Flächen, wo es in radial unstabilem Gleichgewicht sein würde.[1]) Im Durchschnitt wird unmittelbar nach einem bestimmten Zusammenstoß das Elektron sich in nichtsinusförmigen Schwingungen quer durch mehrere Kugelflächen stabilen oder unstabilen Gleichgewichts ergehen und Energie verlieren durch Aussenden von unregelmäßigen Wellen durch den Äther. Ehe die nächste Kollision eintritt, wird das Elektron wahrscheinlich sehr annähernd sinusförmige Schwingungen angenommen haben durch irgendeine der Flächen (nach innen und außen) radialer Stabilität.

§ 16. Wir dürfen annehmen, daß dieser letztere Zustand im allgemeinen vorhanden sein wird während des größeren Teil der freien Weglänge zwischen aufeinander folgenden Kollisionen. In der Tat können wir annehmen, daß er als das unmittelbare Ergebnis einer Kollision häufiger eintritt, als die in § 15 beschriebenen ganz unregelmäßigen Vibrationen, welche letzteren aber ohne Zweifel ein gelegentliches, wenn auch seltenes Vorkommnis unmittelbar nach einer Kollision sind.

§ 17. Wir sind nicht zu der Annahme gezwungen, daß ein einzelnes Elektron das normale Quantum irgendeines besonderen ponderablen Atoms ist, noch daß dieses durch irgendeine Gesamtzahl von Elektronen elektrisch neutralisiert ist.[2]) Die allgemeinste Annahme, die wir machen können, ist die, daß, mit j Elektronen in jedem Atom, das Atom und die Elektronen sich verhalten wie ein positiv elektrisierter Körper und mit $(j+1)$ Elektronen wie ein negativ elektrisierter Körper.

§ 18. Es erscheint mir sogar höchstwahrscheinlich, daß das Bestehen der zweiatomigen Moleküle in den gewöhnlichen zweiatomigen Gasen, O_2, N_2, H_2, Cl_2, zurückzuführen ist auf die Unmöglichkeit, ein ponderables Atom durch irgendeine Gesamtzahl von Elektronen elektrisch zu neutralisieren. Nehmen wir z. B. an, daß ein Elektron genüge, um zwei Atome Stickstoff elektrisch zu neutralisieren. In einem einatomigen Stickstoffgas (N) würden, wenn als Ganzes unelektrisch, seine Atome zur Hälfte ohne Elektronen und deshalb positiv elektrisch sein mit einer Elektrizitätsmenge gleich und entgegengesetzt der halben Menge eines einzelnen Elektrons. Jedes Atom der anderen Hälfte der ganzen Anzahl der Atome würde ein Elektron in sich haben und seine Wirkung nach außen würde deshalb negativ elektrisch sein mit der halben Kraft eines einzelnen Elektrons. In dieser Weise bestände eine starke elektrische Anziehung zwischen den Atomen ohne Elektronen und denjenigen, von denen jedes ein Elektron enthält. Diese Anziehung würde dahin zielen, die Atome in Paaren, N_2, zusammen zu bringen, wobei jedes Paar ein Elektron enthielte, für welches eine Gleichgewichtslage sich in der Mitte der Linie, welche die Mittelpunkte der zwei ponderablen Atome verbindet, befinden würde. Aller Wahrscheinlichkeit nach scheint dies der wirkliche Zustand ponderabler Atome und Elektronen in den gewöhnlichen zweiatomigen Gasen zu sein.

§ 19. Die Dissoziation einer beträchtlichen Anzahl solcher Atompaare würde genau die „Ionisation" darstellen, durch welche im Sinne von Schusters und J. J. Thomsons Theorie der Elektrizitätsleitung durch Gase die jüngst entwickelten Theorien der Radioaktivität die spezielle elektrische Leitfähigkeit der zweiatomigen Gase erklären, wie sie z. B. gefunden wurde durch Lenard in Luft, welche von ultravioletten Lichtstrahlen durchdrungen wird, und von Becquerel in Luft rings um ein scheinbar wirkungsloses Stück metallischen Urans oder Uransalzes.

§ 20. Um aber einem einatomigen Gase elektrische Leitfähigkeit zu erteilen, kann die „Ionisation" in diesem Falle nichts anderes sein, als ein Freiwerden (Dissoziation) von Elektronen aus ponderablen Atomen.

Diese Art von Dissoziation kann in einem sehr heißen Gase erzeugt werden durch bloßes Anstoßen der Gasatome aneinander, mit den hohen Temperaturen zugehörigen großen translatorischen Geschwindigkeiten, oder durch fremde Körper, wie die α- oder β-Partikeln, welche von radioaktiven Substanzen mit enormen Geschwindigkeiten herausgeschleudert werden. Es interessieren uns jetzt hauptsächlich die Ätherbewegungen, welche durch Atomkollisionen unter weniger abnormen Umständen hervorgerufen werden, als diejenigen sind, in denen Dissoziation und Wiedervereinigungen in weitem Maße von Einfluß sind.

§ 21. Die in §§ 11, 12 beschriebenen Erregungen, als veranlaßt durch gegenseitiges Aneinanderprallen ponderabler Atome (ohne Berücksichtigung der Elektronen, ob solche anwesend seien oder nicht), stellen eine Art Bewegung im Äther dar, die, falls sie intensiv genug ist, um sichtbares Licht zu erzeugen, spektroskopisch ein kontinuierliches Spektrum zeigt, ohne die hellen Linien, deren eventuelles Vorhandensein auf die Existenz lang anhaltender Wellenzüge mit Sinusschwingungen von Ätherpartikeln hinweist und zwar im Auge, das sie wahrnimmt und deshalb auch in der

1) „Plan of an Atom to be capable of storing an Electrion with Enormous Energy for Radio-activity" by Lord Kelvin, Phil. Mag. Decbr. 1905.

2) „Aepinus Atomized", §§ 5, 6; Baltimore Lectures Appendix E.

Lichtquelle und im ganzen Äther zwischen Lichtquelle und Auge. Anderseits werden die in § 13 erwähnten Vibrationen von Elektronen, falls intensiv genug, helle Linien im Spektrum hervorrufen.

§ 22. Es gibt aber noch eine andere Vibration in der Energiequelle, die helle Spektrallinien erzeugen kann und wahrscheinlich erzeugt. Wenn nämlich zwei oder mehr ponderable Atome in dem Molekül eines glühenden Gases vorhanden sind, das nicht durch die Heftigkeit der Kollisionen dissoziiert ist, so muß jedes Atom des Moleküls eine Vibrationsbewegung haben, deren ein isoliertes ponderables Atom nicht fähig ist. Solche Vibrationsbewegungen von Atomen einer Atomgruppe müssen Anlaß zu hellen Spektrallinien geben, wenn die Schwingungszahl bei irgendeiner der Schwingungsbewegungen zwischen 400 und 800 Billionen pro Sekunde liegt, d. h. innerhalb des Bereichs der Schwingungszahlen, welche wir für sichtbares Licht annehmen.

§ 23. Eine Erklärung der spektroskopischen Erscheinungen auf Grund einer dynamischen Lichttheorie schließt die kontinuierlichen Spektra ein mit einer großen Anzahl heller Linien, die dem mehr oder weniger hellen Hintergrund des kontinuierlichen Spektrums überlagert sind. Selbst wenn man die größte Sorgfalt aufgewendet hat, in künstlichen Lichtquellen den Einfluß von mehr als einem der sogenannten chemischen Elemente zu eliminieren, so ist doch im allgemeinen die Zahl der hellen Linien sehr groß; in der Tat sind wir nicht einmal sicher, ob wir wirklich die sämtlichen Linien, welche man einem einzelnen Element zuschreiben muß, zählen können.

§ 24. In einem glühenden einatomigen Gase, mit gerade einem Elektron in jedem Atom und der Zentrallage als einziger Lage stabilen Gleichgewichts für dieses Elektron, könnte es nur eine einzige helle Spektrallinie geben. Allein in Wirklichkeit liefert irgendeins der bekannten einatomigen Gase, wie Quecksilberdampf, Argon, Helium, Neon, Krypton, Xenon, ein höchst kompliziertes Spektrum mit einer großen Anzahl heller Linien. Wir folgern daraus: 1. daß, wenn es wirklich in jedem Atom nur ein Elektron gibt, dieses viele Gleichgewichtslagen haben muß, oder 2. daß viele Elektronen vorhanden sein müssen, von denen nur für ein einziges die zentrale Gleichgewichtslage zugehörig ist, oder schließlich, 3. daß es mehrere Elektronen und mehrere stabile Lagen für ein einziges unter ihnen im Atom gibt.

§ 25. Allem Anschein nach können wir uns nur nach der letzten (3.) Möglichkeit die große Anzahl von Linien erklären, sowie die große Komplexität ihrer Anordnung in den Spektra der einatomigen Gase.

§ 26. Wir würden jedoch in diesem wie in irgendeinem anderen Versuch, Einzelheiten einer dynamischen Theorie aufzudecken, wenig Befriedigung empfinden, wenn er uns nicht auch eine vernunftgemäß annehmbare Erklärung lieferte von der gesetzmäßigen Anordnung der Reihen von hellen Linien in den Spektra, wie sie für die verschiedenen chemischen Elemente experimentell durch Runge, Kayser, Rydberg, Schuster u. a. entdeckt wurden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Gustav Eichhorn.)

(Eingegangen 16. Oktober 1907.)

Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen.

Von Martin Kofler.

Nach F. Himstedt[1]) und H. Rausch von Traubenberg[2]) gilt das Daltonsche und Henrysche Gesetz für Radiumemanation; daß es auch für Thoremanation gilt, wurde später durch Klaus[3]) nachgewiesen. Demnach kann das Absorptionsvermögen von Flüssigkeiten für die radioaktiven Gase durch eine nur von der Natur der Flüssigkeit abhängige Konstante, den Absorptionskoeffizienten, charakterisiert werden. Letzterer ist definiert als Verhältnis der Konzentration der Emanation in Flüssigkeit und in Luft, nach eingetretenem Gleichgewicht.

v. Traubenberg hat auch bereits die ersten quantitativen Bestimmungen dieses Koeffizienten für Radiumemanation in einigen Flüssigkeiten durchgeführt. Als bemerkenswertes Resultat dieser Untersuchung ergab sich ein abnorm hohes Absorptionsvermögen in Kohlenwasserstoffen, wie Petroleum, Benzol, Alkohol usw.

Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur der Flüssigkeit wurde ebenfalls bereits untersucht. Es ergab sich hier für Radiumemanation, so wie dies für jedes andere Gas der Fall ist, eine Abnahme des Absorptionsvermögens mit steigender Temperatur der Flüssigkeit. Dieses Verhalten hatten schon die Untersuchungen von H. Mache und St. Meyer[4]) an gasarmen, aber emanationsreichen Tiefquellen wahrscheinlich gemacht. In gasarmen Thermen stehen Quellgas und Quellwasser im Absorptionsgleichgewicht und es überwiegt der Emanationsgehalt des Gases den des Wassers um so mehr, je höher die Temperatur der Quelle ist.

1) Diese Zeitschr. **5**, 210, 1904.
2) Diese Zeitschr. **5**, 130, 1904.
3) Diese Zeitschr. **6**, 820, 1905.
4) Diese Zeitschr. **6**, 692, 1905.

Durch direkte Messung wurde dann dieser Schluß von R. Hofmann[1]) bestätigt, der für Wasser, Petroleum und Toluol schließlich die folgenden Werte des Absorptionskoeffizienten α für die Temperaturen t erhielt:

Wasser		Petroleum		Toluol	
t^0 C	α	t^0 C	α	t^0 C	α
0	0,52	−21	22,7	−79	66,7
+20	0,28	+ 3	12,9	+20	11,8
40	0,16	20	9,6		
60	0,12	40	8,1		
		60	7,0		

In der vorliegenden Mitteilung wird nun über Versuche berichtet, die zu dem Zwecke unternommen wurden, um den Absorptionskoeffizienten der Radiumemanation in Lösungen und Gemischen in seiner Größe und Abhängigkeit von der Konzentration festzustellen.

Die Versuche erfolgten nach der bereits oftmals beschriebenen Zirkulationsmethode, deren sich auch R. Hofmann (l. c.), bedient hat. In einem Glasgefäße, das aus zwei kommunizierenden, übereinander stehenden, gegenseitig und nach außen durch Glashähne luftdicht abgeschlossenen Kugeln (von ca. 650 cm³) bestand, wurde zunächst in die obere Kugel die aktivierte Flüssigkeit eingebracht und dann durch heftiges, etwa 10 Minuten langes Schütteln, zwischen Luft und Flüssigkeit Absorptionsgleichgewicht hergestellt. Hierauf wurde die Flüssigkeit in die untere Kugel abgelassen, während die aktivierte Luft oben zurückblieb. Luft und Flüssigkeit wurden dann gesondert untersucht. Die Verwendung des beschriebenen Gefäßes besitzt den Vorzug, daß das Überfüllen der Flüssigkeit vollkommen blasenfrei und mit sehr geringem Flüssigkeitsverlust vorgenommen werden kann. Der kleine unvermeidliche Flüssigkeitsverlust, der noch immer auftrat, wurde bei der Rechnung mit berücksichtigt. Das Abklingen der Emanation wurde nach der Curieschen Halbierungskonstante korrigiert, der Wert der induzierten Aktivität aus zwei Punkten ihrer Abfallskurve durch lineare Extrapolation gewonnen und von der gemessenen Gesamtaktivität in Abzug gebracht.

Sind $E_f E_l$ die Emanationsgehalte von Flüssigkeit und Luft in den entsprechenden Volumen $V_f V_l$, so bestimmt sich der Absorptionskoeffizient aus der Gleichung:

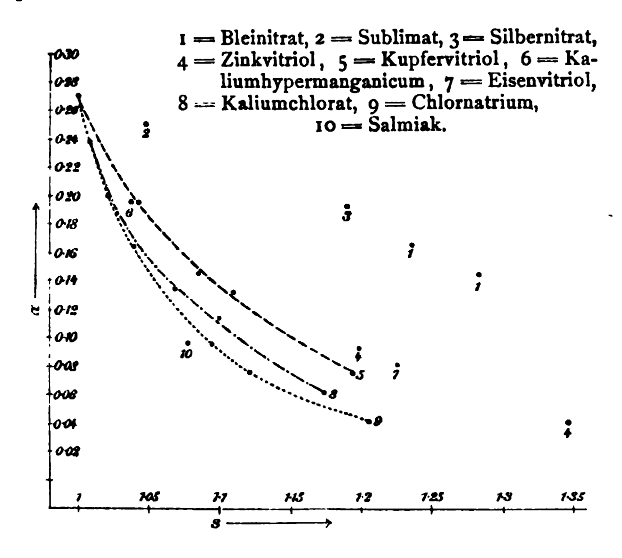
$$\alpha = \frac{E_f}{E_l} \cdot \frac{V_l}{V_f}.$$

Die Resultate für Lösungen anorganischer Verbindungen sind in folgender Tabelle nach fallenden Molekulargewichten geordnet.

1) Diese Zeitschr. 6, 337, 1905.

Benennung des Salzes	α	s	m
Bleinitrat $Pb(NO_3)_2$	0,166	1,237	330,98
	0,143	1,283	
Sublimat $HgCl_2$	0,250	1,049	271,2
Silbernitrat $AgNO_3$	0,192	1,190	169,97
Zinkvitriol $ZnSO_4$	0,041	1,346	161,44
	0,092	1,199	
Kupfervitriol $CuSO_4$	0,075	1,193	159,66
	0,131	1,110	
	0,147	1,087	
	0,194	1,042	
Kalium hypermanganicum $KMnO_4$	0,194	1,038	158,15
Eisenvitriol $FeSO_4$	0,081	1,226	152,04
Kaliumchlorat KCl	0,061	1,175	74,60
	0,114	1,100	
	0,133	1,069	
	0,187	1,028	
Chlornatrium $NaCl$	0,042	1,203	58,45
	0,077	1,121	
	0,096	1,096	
	0,163	1,039	
	0,202	1,021	
	0,239	1,008	
Salmiak NH_4Cl	0,096	1,078	53,49

α bedeutet hierin den Absorptionskoeffizienten, s das spezifische Gewicht der Lösung, m das Molekulargewicht des Salzes. Diese, wie alle folgenden Zahlen beziehen sich auf eine Temperatur von 18⁰ C.



Trägt man, wie in vorstehender Figur, die Werte der spezifischen Gewichte als Abszissen, jene der zugehörigen Absorptionskoeffizienten als Ordinaten eines rechtwinkligen Koordinatensystems auf, so zeigt sich für alle Salze eine Abnahme des Absorptionsvermögens mit wachsender Konzentration der Lösung. Vergleicht man überdies von verschiedenen Salzlösungen gleichen spezifischen Gewichtes die Absorptionskoeffizienten unter der Annahme, daß deren Änderung mit der Konzentration für alle Salze wenigstens angenähert demselben Gesetze folge, so findet man deutlich ein An-

wachsen derselben mit zunehmendem Molekulargewichte. Nur die Absorptionskoeffizienten des Silbernitrats und des Eisenvitriols nehmen nicht genau die ihnen in der Reihe der Molekulargewichte angewiesene Stelle ein. Bezüglich des letzteren muß jedoch erwähnt werden, daß die Lösung mehrere Tage zum Zwecke des Filtrierens frei mit der Luft in Berührung stand, also eine teilweise Umwandlung derselben in eine Ferri-Verbindung nicht ausgeschlossen erscheint.

Wir können folglich sagen: „Der Absorptionskoeffizient nimmt sowohl für ein und dasselbe Salz als auch für verschiedene Salze mit wachsender Anzahl der gelösten Moleküle ab." Demnach ist es nicht ausgeschlossen, daß die Absorptionskoeffizienten äquivalenter Lösungen verschiedener Salze einander gleich sind. Aus den in der Figur ausgezogenen drei Kurven würden sich in der Tat die Absorptionskoeffizienten, entsprechend einer Normallösung von 1 g-Mol/Liter, wie folgt ergeben:

	s für 1 g Mol/Liter 18° C	α	Mittelwert von α
Chlornatrium $NaCl$	1,0392	0,163	0,161
Kupfervitriol $CuSO_4$	1,0776	0,157	
Kaliumchlorat KCl	1,0449	0,163	

Die Abweichung vom Mittelwerte um höchstens 0,004 Einheiten läßt sich durch die Versuchsfehler hinreichend erklären.

Der für destilliertes Wasser gefundene Absorptionskoeffizient $\alpha = 0,270$ stimmt mit dem von Hofmann angegebenen Werte gut überein.

Auch für Kohlenstoffverbindungen nimmt das Absorptionsvermögen mit wachsender Konzentration ab, doch ordnen sich hier die erhaltenen Werte nicht in die Reihe der Molekulargewichte ein. Untersucht wurden nur die Lösungen des gelben Blutlaugensalzes und des Rohzuckers. Die hierfür gefundenen Werte sind:

	α	s
Ferrocyankalium K_4FeCy_6	0,102	1,107
Rohzucker $C_{12}H_{22}O_{11}$	0,114	1,214
	0,188	1,082

Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Konzentration eines Gemisches wurde für Alkohol untersucht. Nimmt das spezifische Gewicht des Gemisches ab, so wächst dessen Absorptionsvermögen an und zwar um so rascher, je weiter die Konzentration bereits vorgeschritten ist. Zahlenmäßig ist dies in folgender Tabelle wiedergegeben.

	α	s
Äthylalkohol $C_2H_5.OH$	0,300	0,977
	0,436	0,944
	0,765	0,919
	1,301	0,885
	5,606	0,800

Bei Abschätzung des Emanationsgehaltes der Erde müssen infolge der weiten oberflächlichen Ausdehnung die Meere mit berücksichtigt werden. Daher dürfte auch die Frage nach dem Absorptionsvermögen des Meerwassers nicht ohne Interesse sein. Die hierüber vorliegende Messung ergab bei 18° C und einem spezifischen Gewichte $s = 1,028$ den Absorptionskoeffizienten zu 0,165. Das Absorptionsvermögen des Meerwassers liegt demnach bedeutend unter dem des destillierten Wassers gleicher Temperatur, ja es erreicht nicht einmal den Wert, der einer Chlornatriumlösung gleichen spezifischen Gewichtes entsprechen würde.

Innsbruck, Physik. Institut der k. k. Universität.

(Eingegangen 13. November 1907.)

Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.

Von Frederick Soddy.

Daß man ein gutes Vakuum mittels einer glühenden Kathode zu einem guten Leiter machen kann, ist seit der Entdeckung des Edison-Effekts bekannt, und O. W. Richardson[1]) hat diese Verhältnisse mit großer Gründlichkeit untersucht. Wehnelt[2]) hat gezeigt, daß man überraschende Ergebnisse erzielen kann, wenn man die glühende Kathode mit einer der alkalischen Erden überzieht. Von einer auf 1300° bis 1400° C befindlichen Kathode aus Platinblech, die mit einer Calciumoxydschicht belegt ist, kann man durch ein gutes Vakuum 2 bis 3 Ampere für jedes Quadratzentimeter der Oberfläche gehen lassen. Dabei ist der Kathodenfall praktisch zu vernachlässigen, und die gesamte Spannung an den Enden der Vakuumröhre beträgt weniger als 30 Volt. Dieses Ergebnis ist so überaus merkwürdig, daß ich es auf folgende Weise wiederholt habe, um zu prüfen, ob die Erscheinung, wie man allgemein annimmt, wirklich von dem Grade der Vollkommenheit des Vakuums unabhängig ist.

Ich brachte in einer Röhre, die mit einer Wehnelt-Kathode von ungefähr einem Quadratzentimeter ausgestattet war, eine Anode aus

1) Trans. Roy. Soc. **201** (A), 497, 1903.
2) Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

Calciummetall an. Ich habe vor kurzem nachgewiesen[1]), daß Calcium bei seiner Verdampfungstemperatur (700° bis 800° C) alle bekannten Gase und Dämpfe mit Ausnahme der chemisch inerten Gase der Argongruppe praktisch augenblicklich und höchst vollständig absorbiert, und habe eine Form eines für diesen Zweck geeigneten Vakuumofens beschrieben. Die Röhre wurde in der üblichen Weise hergerichtet, indem sie vorgepumpt und mit Sauerstoff gespült wurde, um das Argon zu entfernen. Darauf wurde sie der Einwirkung von Calcium ausgesetzt, welches in einem mit dem Apparat verbundenen Ofen erhitzt wurde. Nachdem ein gutes Vakuum erreicht worden, ließ ich den Strom aus einer Stromquelle von 250 Volt durch die Röhre zwischen der erhitzten Wehnelt-Kathode und der Calciumanode übergehen, um letztere zu erhitzen. Die Gase, welche aus der Anode und der Röhre bei dieser Behandlung entwickelt wurden, wurden von dem Calcium im Ofen absorbiert. Die Stromstärke wurde mittels eines Widerstandes auf ungefähr 1,2 Ampere eingestellt und von Zeit zu Zeit unterbrochen, um den entwickelten Gasen Zeit zu gewähren, aus dem Apparat zu entweichen. Wenn die Gase zum größten Teil beseitigt waren, ließ ich den Strom ununterbrochen durchgehen und erhitzte dabei die Calciumanode bis auf ihren Verdampfungspunkt. Der Stromdurchgang durch die Röhre hörte ganz plötzlich und vollständig auf, und im selben Augenblick wurde ein reichlicher Calciumspiegel von der Anode verdampft. Nach einer kurzen Weile trat ein sehr schwaches Glimmlicht auf, welches von Zeit zu Zeit in Pausen überging; es war aber nicht ausreichend, um die Nadel des Amperemeters in Bewegung zu setzen, und rührte höchstwahrscheinlich von einer weiteren langsamen Gasentwicklung aus den noch heißen Oberflächen her. Mit einem Induktorium konnte ich einen Strom von der heißen Kathode zu einer dritten Elektrode als Anode übergehen lassen, ohne daß dadurch irgendwie ein merkliches Wiedereinsetzen des Stromes im 250 Volt-Stromkreis verursacht wurde.

Ich entwickelte dann in dem Apparate mehr Gas dadurch, daß ich die dritte Elektrode durch die Entladung des Induktoriums erhitzte, und der Strom im Hauptkreise nahm wieder seine ursprüngliche Stärke an und erhitzte die Calciumanode aufs neue. Die anfängliche Erscheinung wiederholte sich: es trat ein plötzliches Aufhören des Stromes ein, wenn das Calcium verdampfte. Unmittelbar vor dem Aufhören ging die Glimmerscheinung in der Röhre in die für Argon charakteristische über; es war also wahrscheinlich eine Spur von Luft nicht beseitigt worden. Die ganze Erscheinung ließ sich wiederholen, wenn Sauerstoff in den Apparat eingelassen und in gleicher Weise wie zuvor verfahren wurde.

Dieser Versuch zeigt, daß in einem hinreichend hochgradigen Vakuum die Wehnelt-Kathode ihre Wirksamkeit verliert. Bei den bisher beschriebenen Versuchen stieg der Sättigungsstrom mit der Verbesserung des Vakuums, und es wurde angenommen, daß die Erscheinung in erster Linie von den vorhandenen übriggebliebenen Gasspuren unabhängig sei. Wehnelt[1]) bemerkt: „Für Drucke unter 0,1 mm ist die für eine bestimmte Temperatur ausgesandte Zahl von negativen Ionen unabhängig vom Druck", und[2]) „die Grenzstromstärken um so höher sein . . . je tiefer der Druck ist". In seiner Beschreibung der von ihm angegebenen Abänderung der Braunschen Röhre[3]) sagt er, daß das Vakuum in der Röhre so vollkommen wie möglich sein muß.

Richardson, dessen mathematische Theorie der allgemeinen Erscheinung experimentell quantitativ bestätigt worden ist und von Wehnelt für seine Elektrode angenommen worden ist, betrachtete die Wirkung als reine Elektronenwirkung. Er sagt[4]): „Diese beiden Gesichtspunkte führen zu der Schlußfolgerung, daß die Korpuskeln durch eine dynamische Wirkung zwischen den Molekülen des umgebenden Gases und der Oberfläche des Metalles erzeugt werden. In der Tat scheinen alle Versuchsergebnisse zu der Ansicht zu führen, daß die Korpuskeln aus dem Metall durch einen verdampfungsähnlichen Vorgang erzeugt werden."

Diese abgerissenen Zitate können natürlich die Meinungen der Verfasser über eine so überaus komplizierte Erscheinung nicht genau zum Ausdruck bringen. Der allgemeine Eindruck aber, den ihre Ergebnisse hervorgebracht haben, ist meines Erachtens der gewesen, daß die großen Stromstärken, um die es sich handelte, ganz und gar von den ausgetriebenen Elektronen getragen wurden, und daß sie daher durch jedes auch noch so vollkommene Vakuum hindurchgehen müssen. Ich glaube nicht, daß die Emission von Elektronen mehr als einen zu vernachlässigenden Bruchteil der gesamten Stromstärke erklären kann, die fast gänzlich durch das zurückgebliebene Gas getragen wird.

Die hier mitgeteilten Ergebnisse stützen die allgemeine Ansicht, die ich seit meiner Erfahrung mit der Verwendung von Calcium von Zeit zu Zeit vertreten habe, daß man in der

1) Proc Roy. Soc. **78** (A), 429, 1907.

1) a. a. O. S. 445.
2) a. a. O. S. 456.
3) Diese Zeitschr. **6**, 732, 1905.
4) a. a. O. S. 546.

Praxis den Grad eines Vakuums leicht überschätzt, und daß wirklich hochgradige Vakua sich nicht so leicht erreichen lassen, wie man gemeinhin annimmt.

Physikalisch-chemisches Institut der Universität Glasgow, 15. November 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. November 1907.)

Paramagnetismus und Diamagnetismus.

Von R. Gans.

Fälschlicherweise ist vielfach die Ansicht verbreitet, als ob es eine allgemeine Eigenschaft paramagnetischer Stäbchen wäre, sich in Richtung der Kraftlinien eines magnetischen Feldes einzustellen, während diamagnetische Körper sich senkrecht zu den Kraftlinien stellen. Es ist zwar darauf hingewiesen worden[1]), daß in einem streng gleichförmigen Felde ein Stäbchen sich stets mit seiner Längsachse in die Feldrichtung zu stellen sucht, gleichgültig, ob die Suszeptibilität $\gtrless 0$ ist, und daß in inhomogenen Feldern die Faradayschen Versuche über die Drehmomente, welche para- resp. diamagnetische Körper erfahren, nicht allgemein gültig sind, sondern von den besonderen Symmetrieverhältnissen des Feldes abhängen[2]), aber ich möchte doch noch einmal auf die Frage etwas näher eingehen, um nachzuweisen, was außer den Symmetrieverhältnissen des Feldes der eigentliche Grund der Erscheinung ist. Vor allen Dingen möchte ich aber eine Versuchsanordnung angeben, bei der paramagnetische Körper sich senkrecht zur Feldrichtung, diamagnetische Körper in die Feldrichtung einstellen.

Zunächst soll auf die Theorie der Erscheinung eingegangen werden. Aus den Maxwellschen Gleichungen folgt, daß auf die Volumeinheit eines Körpers, in dem kein wahrer Magnetismus vorhanden ist, die Kraft

$$f_x = -\frac{1}{8\pi}\mathfrak{H}^2\frac{\partial\mu}{\partial x} \qquad (1)$$

usw.

wirkt, wenn $\mathfrak{H}$ die Feldstärke, μ die Permeabilität bezeichnet.

Fragen wir nur nach den Kräften auf starre Körper, so ist die x-Komponente der Gesamtkraft

$$\mathfrak{F}_x = -\frac{1}{8\pi}\int\mathfrak{H}^2\frac{\partial\mu}{\partial x}dS. \qquad (2)$$

Anstatt $\frac{\partial\mu}{\partial x}$ dürfen wir $\frac{\partial\mu-1}{\partial x}$ schreiben. Dann können wir (2) durch partielle Integration umformen, können berücksichtigen, daß das Oberflächenintegral verschwindet, da auf der Oberfläche des Körpers μ bereits den Wert 1 der Umgebung angenommen hat, und es bleibt

$$\mathfrak{F}_x = +\frac{1}{8\pi}\int(\mu-1)\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}dS. \qquad (3)$$

Ebenso ist die x-Komponente des Drehmoments

$$\mathfrak{N}_x = \int(y\mathfrak{f}_z - z\mathfrak{f}_y)dS = -\frac{1}{8\pi}\int\mathfrak{H}^2\left(y\frac{\partial(\mu-1)}{\partial z} - z\frac{\partial(\mu-1)}{\partial y}\right)dS. \qquad (4)$$

Durch partielle Integration folgt

$$\mathfrak{N}_x = +\frac{1}{8\pi}\int(\mu-1)\left(y\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial z} - z\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial y}\right)dS. \qquad (5)$$

Für die Bewegungen starrer Körper darf man also nach (3) und (5) als Kraft auf die Volumeinheit die Größe

$$\mathfrak{f}_x = +\frac{\mu-1}{8\pi}\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x} = \frac{\varkappa}{2}\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x} \qquad (6)$$

usw.

ansehen, wenn $\varkappa$ die Suszeptibilität bedeutet.

Ist $\mu-1$ sehr klein, so können wir anstatt des wirklichen Feldes $\mathfrak{H}$ im Körper das ursprünglich gegebene Feld $\mathfrak{H}_0$ schreiben, indem wir die höheren Potenzen von $\mu-1$ vernachlässigen. In einem gleichförmigen Felde $\mathfrak{H}_0$ ist $\frac{\partial\mathfrak{H}_0^2}{\partial x} = 0$ usw., es findet überhaupt kein Drehmoment in Größen erster Ordnung von $\mu-1$ statt, sondern $\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}$ hat nur insofern einen von Null verschiedenen Wert, als das gleichförmige Feld $\mathfrak{H}_0$ durch das Hineinbringen des Körpers ins Feld sich in das ungleichförmige Feld $\mathfrak{H}$ verwandelt hat. $\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}$ muß also $\mu-1$ proportional sein, also ist proportional $\mathfrak{f}\,(\mu-1)^2$, d. h. im Vorzeichen unabhängig davon, ob $\mu-1\gtrless 0$ ist.

Für ein Ellipsoid mit horizontaler großer Achse ergibt sich, daß das Drehmoment um die vertikale z-Achse in einem gleichförmigen Felde

$$\mathfrak{N}_x = \frac{\varkappa}{2}S\mathfrak{H}_{0h}^2\sin 2\vartheta\left(\frac{1}{1+N_2\varkappa} - \frac{1}{1+N_1\varkappa}\right)$$

ist[1]), wo S das Volumen des Ellipsoids, $\mathfrak{H}_{0h}$ die Horizontalkomponente des ursprünglichen Feldes, ϑ den Winkel zwischen großer Achse und

---

1) Siehe z. B. E. Cohn, Das elektromagn. Feld. Leipzig, 1900, S. 113.

2) E. Cohn, l. c., S. 118.

1) Vgl. z. B. E. Cohn, l. c., S. 113.

Richtung von $\mathfrak{H}_{0h}$, N_1 resp. N_2 die Entmagnetisierungskoeffizienten für Felder in Richtung der großen resp. kleineren horizontalen Achse bedeuten.

Für kleines $\varkappa$ folgt

$$\mathfrak{N}_z = -\frac{\varkappa^2}{2} S \mathfrak{H}_{0h}^2 \sin 2\vartheta (N_2 - N_1) .$$

N_1 und N_2 sind $< 4\pi$, und es ist $N_2 > N_1$, also sucht $\mathfrak{N}_z$ (< 0) den Winkel zwischen der großen Achse und der Horizontalkomponente zu verkleinern, gleichgültig, ob $\varkappa \gtrless 0$ ist. Das Ellipsoid sucht sich auf jeden Fall mit seiner Längsachse in die horizontale Feldrichtung zu stellen. Da $\varkappa$ bei allen außer den ferromagnetischen Körpern sehr klein ist, wird sich dieses $\varkappa^2$ proportionale Drehmoment wohl kaum beobachten lassen.

Anders liegt das Verhalten in inhomogenen Feldern, wo wir bei kleinem $\varkappa$ in erster Näherung anstatt (6)

$$\mathfrak{f}_x = \frac{\varkappa}{2} \frac{\partial \mathfrak{H}_0^2}{\partial x} \qquad (6')$$

usw.

schreiben dürfen.

Wir wollen ganz spezielle Felder betrachten. Dieselben sollen symmetrisch um eine Achse (z-Achse) sein und bis auf den Richtungssinn spiegelbildlich bezüglich einer Ebene (xy-Ebene), die senkrecht zur Symmetrieachse steht. Solche Felder werden z. B. durch zwei Kegelpole erzeugt (vgl. Fig. 1) oder durch den Strom einer

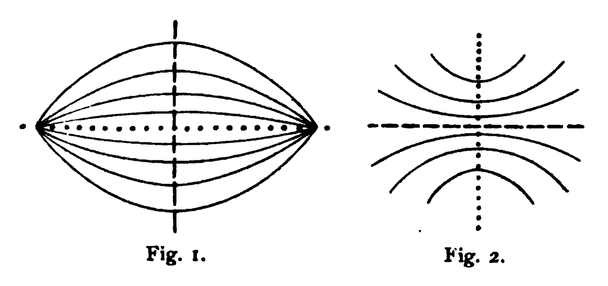


Fig. 1. Fig. 2.

Tangentenbussole, deren Zentrum im Koordinatenanfangspunkt, und deren Kreisebene in der xy-Ebene liegt (vgl. Fig. 2).

In der Nähe des Koordinatenursprungs lassen sich die Komponenten der Feldstärke nach Potenzen der Koordinaten entwickeln, so daß wir haben

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= a_1 + b_1 x + c_1 y + d_1 z + e_1 x^2 + f_1 y^2 + g_1 z^2 \\ &\quad + h_1 yz + i_1 zx + k_1 xy \\ \mathfrak{H}_y &= a_2 + b_2 x + c_2 y + d_2 z + e_2 x^2 + f_2 y^2 + g_2 z^2 \\ &\quad + h_2 yz + i_2 zx + k_2 xy \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + b_3 x + c_3 y + d_3 z + e_3 x^2 + f_3 y^2 + g_3 z^2 \\ &\quad + h_3 yz + i_3 zx + k_3 xy.\end{aligned}$$

Aus den Symmetrieverhältnissen ergibt sich, daß mehrere der Koeffizienten spezielle Werte haben müssen.

Vertauscht man z mit $-z$, so wechseln $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_y$ ihr Zeichen, während $\mathfrak{H}_z$ es behält; daraus folgt

$$\begin{aligned}a_1 = b_1 = c_1 = e_1 = f_1 = g_1 = k_1 = 0 \\ a_2 = b_2 = c_2 = e_2 = f_2 = g_2 = k_2 = 0 \\ d_3 = h_3 = i_3 = 0.\end{aligned}$$

Vertauscht man x mit $-x$, so wechselt $\mathfrak{H}_x$ sein Zeichen, während $\mathfrak{H}_y$ und $\mathfrak{H}_z$ es behalten; daraus folgt

$$\begin{aligned}d_1 = h_1 = 0 \\ i_2 = 0 \\ b_3 = k_3 = 0.\end{aligned}$$

Vertauscht man y mit $-y$, so behalten $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_z$ ihr Zeichen, während $\mathfrak{H}_y$ es wechselt; daraus folgt

$$\begin{aligned}d_2 = 0 \\ c_3 = 0.\end{aligned}$$

Damit sind die Spiegelungen bezüglich der xy-, yz-, zx-Ebene berücksichtigt; wir haben

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= i_1 xz \\ \mathfrak{H}_y &= h_2 yz \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + e_3 x^2 + f_3 y^2 + g_3 z^2.\end{aligned}$$

Dreht man das Koordinatensystem um den Winkel $\frac{\pi}{2}$ um die z-Achse, so darf sich wegen der Symmetrieeigenschaft der z-Achse nichts ändern. Dabei geht aber x in $-y$ und y in $+x$ über; daraus folgt

$$\begin{aligned}h_2 = i_1 \\ f_3 = e_3,\end{aligned}$$

so daß wir erhalten

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= i_1 xz \\ \mathfrak{H}_y &= i_1 yz \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + e_3 (x^2 + y^2) + g_3 z^2.\end{aligned}$$

Aus der Gleichung

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = 0$$

folgt

$$i_1 = -g_3;$$

aus den Gleichungen

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = 0$$

folgt

$$i_1 = 2 e_3, \text{ also } e_3 = -\frac{g_3}{2},$$

so daß das endgültige Resultat mit anderer Bezeichnung der Konstanten ist

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= -Axz \\ \mathfrak{H} &= -Ayz \\ \mathfrak{H} &= B + Az^2 - \frac{A}{2}(x^2 + y^2).\end{aligned} \qquad (7)$$

Wir bilden $\mathfrak{H}^2$ und berücksichtigen nur die Glieder bis zur zweiten Ordnung in den Koordinaten:

$$\mathfrak{H}^2 = B^2 + 2ABz^2 - AB(x^2 + y^2)$$
$$= \text{const} + Cz^2 - \frac{C}{2}(x^2 + y^2). \qquad (8)$$

Ist $C > 0$, d. h. haben A und B gleiches Vorzeichen, so werden die Feldlinien dichter, wenn man sich vom Koordinatenursprung aus auf der z-Achse bewegt, dünner, wenn man senkrecht zur z-Achse vorwärts schreitet (Felder vom Typus der Fig. 1). Ist dagegen $C < 0$, d. h. haben A und B verschiedene Vorzeichen, so wird das Feld stärker beim Fortschreiten senkrecht zur z-Achse und schwächer beim Fortschreiten in Richtung der z-Achse (Felder vom Typus der Fig. 2).[1])

Setzen wir (8) in (6') ein und bilden

$$\mathfrak{N}_x = \int (y \mathfrak{f}_z - z \mathfrak{f}_y)\, dS,$$

so erhalten wir

$$\mathfrak{N}_x = \frac{3\varkappa C}{2} \int yz\, dS.$$

Nennen wir ϑ den Winkel zwischen der Längsrichtung des Stäbchens und der y-Achse, q den Querschnitt des Stäbchens, so daß

$$y = r \cos \vartheta$$
$$z = r \sin \vartheta$$
$$dS = q\,dr$$

wird, so erhalten wir

$$\mathfrak{N}_x = \frac{3\,C\varkappa}{4} \sin 2\vartheta \int_{-l/2}^{+l/2} r^2 q\, dr.$$

Das Integral ist das Trägheitsmoment des Stäbchens bezüglich der Ebene, die auf der Mitte der Längsachse senkrecht steht, falls die Dichte $= 1$ ist.

Ein $\begin{Bmatrix}\text{para-}\\\text{dia-}\end{Bmatrix}$ magnetischer Körper ($\varkappa \gtrless 0$) in einem Felde vom Typus der Fig. 1 ($C > 0$) sucht sich also $\begin{Bmatrix}\text{parallel}\\\text{senkrecht}\end{Bmatrix}$ zu den Kraftlinien zu stellen; dagegen sucht ein $\begin{Bmatrix}\text{para-}\\\text{dia-}\end{Bmatrix}$ magnetischer Körper ($\varkappa \gtrless 0$) in einem Felde vom Typus der Fig. 2 ($C < 0$) sich $\begin{Bmatrix}\text{senkrecht}\\\text{parallel}\end{Bmatrix}$ zu den Kraftlinien zu stellen.

Diese Erscheinungen lassen sich leicht demonstrieren.

Ein Feld vom Typus der Fig. 1 wurde zwischen Kegelpolen eines Ruhmkorffschen Elektromagneten erzeugt; von der Form des Feldes gibt das photographisch dargestellte Kraftlinienbild Fig. 3 Kenntnis. Ein an einem Kokonfaden aufgehängtes $\begin{Bmatrix}\text{para-}\\\text{dia-}\end{Bmatrix}$ magnetisches

1) Auf Grund der Formeln (7) läßt sich bequem das Feld in der ganzen Umgebung des Zentrums einer Tangentenbussole angeben, da es leicht auf der z-Achse berechenbar ist.



Fig. 3.

$\begin{Bmatrix}Pt\text{-}\\Bi\text{-}\end{Bmatrix}$ Stäbchen stellte sich $\begin{Bmatrix}\text{parallel}\\\text{senkrecht}\end{Bmatrix}$ zu den Kraftlinien. Das ist eine Wiederholung der bekannten Faradayschen Versuche.

Ein Feld vom Typus der Fig. 2 wurde dadurch erzeugt, daß auf Polschuhe mit ebenen Stirnflächen von 2 cm Durchmesser eiserne Hohlzylinder vom selben Durchmesser, 3 mm Wandstärke und 2 cm Länge aufgesetzt wurden. Dieselben wurden einfach mit etwas Klebwachs befestigt; natürlich wurde das Wachs nicht zwischen Polschuhen und Zylindern angebracht, wodurch der magnetische Kraftlinienfluß im Eisen gestört worden wäre, sondern seitlich angedrückt. Die so entstandenen beiden Polschuhe wurden einander bis auf 4 mm Abstand genähert. Fig. 4 zeigt einen Schnitt der An-

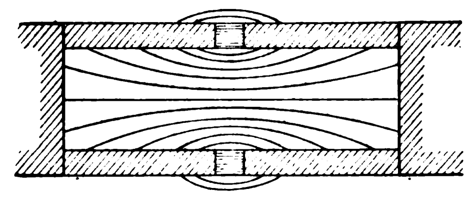


Fig. 4.

ordnung und den ungefähren Kraftlinienverlauf, der durch das photographisch dargestellte Kraftlinienbild Fig. 5 als tatsächlich vorhanden erwiesen wird.

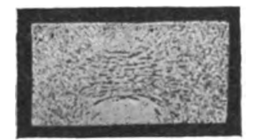


Fig. 5.

In dem Felde Fig. 5 stellte sich das $\begin{Bmatrix}\text{para-}\\\text{dia-}\end{Bmatrix}$ magnetische $\begin{Bmatrix}Pt\text{-}\\Bi\text{-}\end{Bmatrix}$ Stäbchen $\begin{Bmatrix}\text{senkrecht}\\\text{parallel}\end{Bmatrix}$ zu den Kraftlinien.

Die physikalische Erklärung dieser Erscheinung ist die, daß $\begin{Bmatrix}\text{para-}\\\text{dia-}\end{Bmatrix}$ magnetische Körper bestrebt sind, Stellen $\begin{Bmatrix}\text{größter}\\\text{kleinster}\end{Bmatrix}$ Kraftliniendichte aufzusuchen. Diese Stellen haben mit

der Richtung der Kraftlinien gar nichts zu tun.[1]) Stellen $\left\{\begin{matrix}\text{größter}\\ \text{kleinster}\end{matrix}\right\}$ Dichte sind in den Fig. 1 u. 2 $\left\{\begin{matrix}\text{punktiert}\\ \text{gestrichelt}\end{matrix}\right\}$ gezeichnet; in diese stellte sich tatsächlich das $\left\{\begin{matrix}\text{para-}\\ \text{dia-}\end{matrix}\right\}$ magnetische $\left\{\begin{matrix}Pt\text{-}\\ Bi\text{-}\end{matrix}\right\}$ Stäbchen.

Das Ausbleiben eines Drehmoments ist ein sehr feines Reagens auf die Homogenität des Feldes; Richtung und Größe eines auftretenden Drehmoments bestimmen den Typus des Feldes und die Stärke der Inhomogenität (Größe des Koeffizienten C).

1) Vgl. z. B. E. Cohn, l. c., S. 115.

Tübingen, Physikal. Institut 25. Okt. 1907.

(Eingegangen 30. Oktober 1907.)

Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen.

Von K. E. F. Schmidt.

Benutzte Zeichen:

t = Zeit,
i = Stromstärke,
w = Widerstand,
e = Spannung,
L = Induktionskoeffizient,
C = Kapazität,
n = Frequenz,
n_R = „ im Resonanzpunkt,
ν = „ in 2π-Sekunden,
$1 \pm \varepsilon = \nu_2/\nu_1$, $\nu_2 = \nu$ im Meßkreis,
$\nu_1 = \nu$ für die zu untersuchende Schwingung,
$+$ für $\nu_2 > \nu_1$, $-$ für $\nu_2 < \nu_1$,
$j = \sqrt{-1}$,
δ = Dämpfungsexponent,
$\varDelta$ = log. Dekrement = δ/n,
$\varDelta' = \frac{\varDelta}{2\pi}$,
Q = Wärmemenge, welche durch einen Schwingungssatz in dem Indikator entwickelt wird,
φ = Ausschlag im Galvanometer ($= c \cdot Q$).

Die einwandfreieste und zuverlässigste Methode, um die Dämpfung einer elektrischen Schwingung zu messen besteht darin, mit Hilfe eines sehr lose gekoppelten Kondensatorkreises, dessen Eigendämpfung auf ein Minimum gebracht wird und dessen Kondensatorkapazität meßbar variiert werden kann, eine Resonanzkurve aufzunehmen. Bjerknes[1]) und später Drude[2]) haben Formeln berechnet, welche in sehr einfacher Weise gestatten, das gesuchte logarithmische Dekrement aus solchen Kurven zu bestimmen.

Die von beiden angegebene Gleichung sind sehr übersichtlich und für die Berechnung sehr bequem und wird daher vielfach in den zahlreichen Arbeiten über die Dämpfung[1]) elektrischer Schwingungen verwendet; es besteht aber folgendes Bedenken. Aus der Gleichung, die sich in folgender Form angeben läßt,

$$\varDelta_1 + \varDelta_2 = 2\pi \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_R - \varphi}}, \tag{1}$$

folgt, daß φ für den gleichen ε-Wert denselben Betrag annimmt, daß somit die Resonanzkurve symmetrisch zur Ordinate n_R liegt.

Diese Symmetrie tritt aber in sorgfältig und einwandfrei aufgenommenen Kurven nicht auf, sondern die Kurven zeigen eine ausgesprochene Unsymmetrie[2]) derart, daß zu gleichen absoluten Beträgen ε die zum negativen ε-Werte gehörende Ordinate merklich größer ist als die zum entsprechenden positiven Werte gehörende.

Nach meiner Erfahrung bildet die Unsymmetrie sogar direkt ein Kriterium für die Richtigkeit und Güte der Aufnahme der Kurve.

Die Formel (1) hat aber auch einen praktischen Nachteil, sie ist gültig für ν-Werte, die sich nur wenig von ν_R unterscheiden, d. h. für kleine ε-Werte. Infolgedessen machen sich Fehler in der Frequenzbestimmung sehr bemerklich; solche Fehler sind aber gar nicht zu umgehen. Es ist gewiß sehr günstig gerechnet, wenn man den Fehler für ν/ν_R gleich 0,5 Proz. setzt; nimmt man nun $\varepsilon = 0{,}05$, so wird

$$\varDelta_1 + \varDelta_2 = \pm\sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_R - \varphi}}(0{,}05 \pm 0{,}005) \text{ sein, d. h.}$$

$\varDelta_1 + \varDelta_2$ ist mit einem Fehler von 10 Proz. bestimmt.

Bjerknes hat nun in seiner grundlegenden Arbeit die Resonanzkurve weiter diskutiert und im Anschluß daran ein graphisches Verfahren zur Bestimmung der $\varDelta$-Werte angegeben. Dies ist von Lagergren[3]) und Tissot[4]) benutzt worden, um $\varDelta$-Bestimmungen auszuführen. Ersterer macht (Wied. Ann. **64**, 293, 1898) mit Recht darauf aufmerksam, daß zahlreiche

1) Bjerknes, Wied. Ann. (3) **55**, 121—199, 1895.

2) Drude, Ann. d. Phys. (4) **15**, 716, 1904; Brandes, ebenda (4) **22**, 644, 1907. Auf die gleiche Formel kommt auch Zenneck (Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie S. 1008) durch Vernachlässigung gewisser Glieder einer allgemeinern Gleichung. Zenneck gibt auch eine Tabelle, aus der die gesuchten $\varDelta$-Werte schnell ermittelt werden können.

1) Rempp, Ann. d. Phys (4) **17**, 634, 1905; Fischer, ebenda (4) **22**, 267, 1907.

2) Sie tritt z. B. deutlich auf in dem von Drude mitgeteilten Beispiel für Verwendung seiner Formel (Ann. d. Phys. (4) **15**, 721, Fig. 3, 1904). Drude geht mit der Bemerkung „etwa symmetrisch" zur n_R-Ordinate darüber hinweg. Siehe auch die von Lagergren (Elektrische Ausstrahlung; Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 567, 1907) gegebenen Resonanzkurven und diese Arbeit unten Fig. 4 und 5, S. 17.

3) Lagergren, Wied. Ann. (3) **64**, 290—314, 1898 und Über die elektrische Ausstrahlung, Stockholm 1902.

4) Tissot, Etude de la Résonance des Systèmes d'Antenness, Paris 1906.

Fehlerquellen in der Anwendung dieses Verfahrens liegen, die allerdings durch entsprechende Vermehrung des Beobachtungsmaterials in passenden Grenzen gehalten werden können.

Die Ableitung des Λ-Wertes mit diesem Verfahren ist sehr zeitraubend, da eine Reihe von Hilfskonstruktionen auszuführen ist und die graphische Darstellung mit außerordentlich großer Sorgfalt vorgenommen werden muß. Berechnet man mit Hilfe der Gleichung (1) bzw. der Bjerknesschen Konstruktion die Λ-Größe, so treten für die gleiche Resonanzkurve Werte mit erheblicher Unsicherheit auf. So finden sich Abweichungen in den Λ-Werten.

bei Drude bis 16,7 Proz. ($\Lambda = 0,162$ bis $0,193$) (Ann. d. Phys. (4) **15**, 722, 1904),

bei Rempp bis 13 Proz. ($\Lambda = 0,108$ bis $0,095$) (Ann. d. Phys. (4) **17**, 644, 1905[1]),

bei Brandes[2]) finden sich allerdings nur sehr kleine prozentuale Abweichungen.

Der Mangel an Übereinstimmung macht sich um so fühlbarer, als in den zur Bestimmung von Λ benutzten Resonanzkurven wenigstens für den geschlossenen Flaschenkreis bei großer Sorgfalt der Messungen Fehler im Mittel von kaum 1 Proz. auftreten s. u.

Ich habe daher versucht, ob durch strengere Durchführung der Rechnungen Gleichungen zur Berechnung für Λ gefunden werden, welche zu einem befriedigenderen Resultate führen.

Den Erfolg dieser Untersuchung kann ich dahin aussprechen:

1. Die strengere Berechnung des Dämpfungsproblems führt zu Kurven, welche die bei den Beobachtungskurven auftretende Unsymmetrie ergeben.

2. Aus den berechneten Kurven läßt sich eine Dekrementtafel entnehmen, welche in höchst einfacher Weise sehr schnell zur Auffindung der gesuchten Λ-Werte führt.

3. Die Λ-Werte zeigen bei guten Resonanzkurven hier nur noch größte Abweichungen bis 2 Proz.

Es sei gegeben ein Kreis I, die Intensität der in ihm ablaufenden Schwingung[3]) sei für den Zeitpunkt t:

$$i_1 = \mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 j t}. \qquad (2)$$

Sehr lose sei an I der Kreis II magnetisch gekoppelt; die Kapazität C in diesem Kreise sei variabel (Kondensatordrehtype nach Dönitz), die Koeffizienten der Selbstinduktion der Spulen in dem Kreise II seien L_{22} und L_{22}', letztere soll gegen erstere so klein sein, daß sie praktisch zu vernachlässigen ist. Die Drahtquerschnitte

---

1) Rempp findet sogar bis 20 Proz. Abweichungen.

2) Brandes, Ann. d. Phys. (4) **22**, 648, 1907.

3) Wie bei allen bisher angestellten Rechnungen soll auch hier die Strömung als quasistationär betrachtet werden.

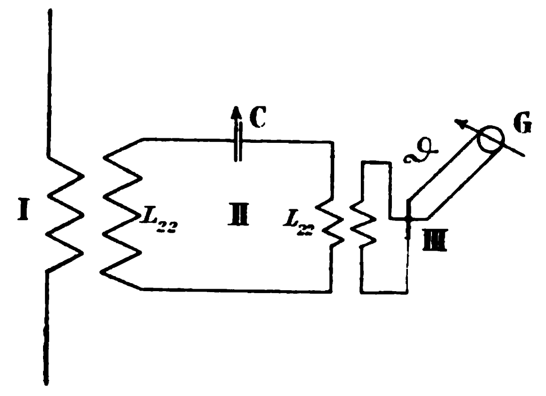


Fig. 1. Schema der Meßschaltung.

sollen so gewählt werden, daß $\frac{w_2}{2L_{22}} = \delta_2$ gegen δ_1 vernachlässigt werden kann.

Ebenfalls sehr lose ist an II magnetisch ein Kreis III gekoppelt, der ein Vakuumthermoelement ϑ oder einen Barretter hoher Empfindlichkeit enthält. Für beide läßt sich experimentell durch Anschluß an Gleichstrom zeigen, daß die thermoelektrische Kraft des Elementes sehr streng proportional dem Quadrat des durchfließenden Stromes i_3 ist.

Es entsteht die Aufgabe, i_3 für die oben angegebene Schaltung aus i_1 zu ermitteln.

Durch i_1 wird dem Kreise II die EMK.

$$e_{12} = -L_{12}\frac{di_1}{dt} \qquad (3)$$
$$= -L_{12}(-\delta_1 + \nu_1 j)\mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 j t}$$

aufgedrückt. Die Differentialgleichung der Schwingungsbewegung in II ist somit

$$L_{22}\frac{d^2 i_2}{dt^2} + w_2\frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{C_2} \qquad (4)$$
$$= -L_{12}(-\delta_1 + \nu_1 j)^2 \mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 j t}.$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned} \delta_1^2 - \nu_1^2 &= \sigma \cos\chi \\ 2\delta_1\nu_1 &= \sigma \sin\chi \end{aligned}\right\} \qquad (A)$$

so wird die Gleichung (4):

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{w_2}{L_{22}}\frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{L_{22}C_2} \qquad (4a)$$
$$= -\frac{L_{12}}{L_{22}}\cdot\sigma\cdot\mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{j(\nu_1 t - \chi)},$$

führt man in (4a) den Wert $i_2 = \mathfrak{J}_2' e^{-\delta_1 t} e^{j(\nu_1 t - \chi)}$ ein und setzt

$$\left.\begin{aligned} (\nu_2^2 - \nu_1^2) + (\delta_2 - \delta_1)^2 &= \varrho \cos\psi \\ 2\nu_1(\delta_2 - \delta_1) &= \varrho \sin\psi \end{aligned}\right\}, \qquad (B)$$

so kommt

$$\mathfrak{J}_2' = -\mathfrak{J}_1 \frac{L_{12}}{L_{22}}\cdot\frac{\sigma}{\varrho}\cdot e^{-j\psi}.$$

Das allgemeine Integral der Gleichung (4a) läßt sich dann schreiben

$$i_2 = \mathcal{J}' e^{-\delta_2 t} \cos \nu_2 t + \mathcal{J}'' e^{-\delta_2 t} \sin \nu_2 t - \mathcal{J}_1 \frac{L_{12}}{L_{22}} \frac{\sigma}{\varrho} e^{-\delta_1 t} \cos(\nu_1 t - \chi - \psi). \tag{5}$$

Fordert man für $t = 0$

$$i_2 = 0$$

und

$$\frac{di_2}{dt} = 0,$$

so ist

$$i_2 = -\mathcal{J}_1 \Big\{ \Big[-\cos(\chi + \psi) \cdot \cos \nu_2 t + \Big(\frac{\delta_1 - \delta_2}{\nu_2} \cos(\chi + \psi) - \frac{\nu_1}{\nu_2} \sin(\chi + \psi)\Big) \sin \nu_2 t \Big] + e^{-\delta_1 t} \cdot \cos(\nu_1 t - \chi - \psi) \Big\} \frac{L_{12}}{L_{22}} \cdot \frac{\sigma}{\varrho}. \tag{6}$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned} \frac{\delta_1 - \delta_2}{\nu_2} \cos(\chi + \psi) - \frac{\nu_1}{\nu_2} \sin(\chi + \psi) &= P \cos \mu \\ \cos(\chi + \psi) &= P \sin \mu \end{aligned}\right\} \tag{C}$$

so wird

$$i_2 = -\mathcal{J}_1 \frac{L_{12}}{L_{22}} \frac{\sigma}{\varrho} \Big\{ e^{-\delta_2 t} \cdot P \cdot \sin(\nu_2 t - \mu) + e^{-\delta_1 t} \cos(\nu_1 t \chi - \psi') \Big\}. \tag{7}$$

Beachtet man nun, daß δ_2 gegen δ_1 sehr klein ist, so ist für die weitere Berechnung nur das erste Klammerglied zu beachten, d. h. nur die angeregte Eigenschwingung in II und i_3 findet sich

$$i_3 = -L_{23} \frac{di_2}{dt} = \mathcal{J}_1 \frac{L_{12} \cdot L_{23}}{L_{22}} \frac{\sigma}{\varrho} \cdot \nu_2 \cdot P \cdot e^{-\delta_2 t} \cos(\nu_2 t - \mu), \tag{8}$$

da das mit δ_2 multiplizierte Glied wegen $\delta_2 = 5500$ gegen $\nu_2 =$ ca. 10^6 zu vernachlässigen ist.

In einer meiner Versuchsanordnungen ist $\delta_1 =$ ca. 2 bis 3×10^5, dagegen δ_2 etwa $5{,}5 \times 10^3$; daher wird für die Wirkung in dem Thermoelement die sehr schnell abklingende erzwungene Schwingung nicht zu berücksichtigen sein; die gemachten Vernachlässigungen scheinen somit gerechtfertigt.

Die dem Thermoelement während des Ablaufs eines Schwingungssatzes durch i_3 zugeführte Wärme kann mit Bjerknes[1]) gesetzt werden

$$Q = w \int_0^\infty i_3^2 dt.$$

Somit nach Ausführung der Integration:

$$Q = K \cdot \mathcal{J}_1^2 \frac{(\delta_1^2 + \nu_1^2)^2}{4\nu_1^2 \delta_1^2 + (\nu_2^2 - \nu_1^2 + \delta_1^2)^2} \cdot P^2 \cdot \frac{e^{-2\frac{\delta_2}{\nu_2}\mu}}{8\delta_2\left(1 + \frac{\delta_2^2}{\nu_2^2}\right)}. \tag{9}$$

Für den Resonanzfall wird $\nu_2 = \nu_1 = \nu_R$ daher

$$Q = Q_R = \varkappa \mathcal{J}_1^2 \frac{(\delta_1^2 + \nu_R^2)}{4\nu_R^2 \delta_1^2 + \delta_1^4} \cdot P_R^2 \frac{e^{-\frac{\delta_2}{\nu_R}\mu}}{8\delta_2\left(1 + \frac{\delta_2^2}{\nu_R^2}\right)}, \tag{9a}$$

d. h. weiter, wenn noch

$$\frac{\delta}{\nu} = \frac{\varLambda}{2\pi} = \varLambda'$$

und

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{\nu_2}{\nu_R} = 1 \pm \varepsilon$$

gesetzt wird:

$$Q = Q_R \frac{\varLambda_1'^2(4 + \varLambda_1'^2)}{[\varepsilon(\pm 2 + \varepsilon) + \varLambda_1'^2]^2 + 4\varLambda_1'^2} \cdot \frac{P^2}{P_R^2} \cdot {}^{1)} \tag{10}$$

Zur direkten Berechnung ist diese Formel nicht geeignet; ich habe daher folgendes Verfahren angewendet: für eine Reihe von δ_1-und ε-Werten sind die zugehörigen Q-Werte berechnet und graphisch in Kurven dargestellt, als Abszisse sind die ε-Werte, als Ordinaten die Q-Werte, $Q_R = 100$ gesetzt, aufgetragen. Diese Kurven bezeichne ich als Dämpfungskurven (Fig. 2). Aus diesen Kurven sind

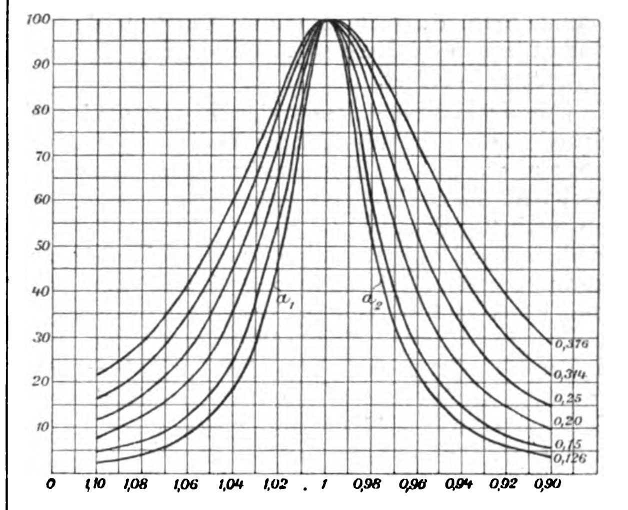


Fig. 2. Dämpfungskurven für verschiedene $\varLambda$-Werte.

nun für die Ordinatenwerte $Q = 55, 60, 65, 70, 75, 80$ und 85 die Abstände $a = a_2 - a_1$ (Fig. 3) der zur gleichen Kurve gehörenden Punkte (Breite der Dämpfungskurve) entnommen und zur Konstruktion der in Fig. 3 dargestellten Dekrementtafel verwendet; als Abszissen sind die oben genannten Abstände a gemessen in mm, als Ordinaten die $\varLambda$-Werte eingezeichnet.

Trotz der komplizierten Gleichung für Q besteht somit nach der Fig. 3 eine außerordentlich einfache Beziehung zwischen $\varLambda$ und a: $\varLambda = c \cdot a$.

1) Wied. Ann. (3) 55, 137, 1895.

1) Der zweite Quotient der Gleichungen 9 und 9a ist nach der Bemerkung zu Gleichung 8 praktisch $= \frac{1}{8\delta_2}$.

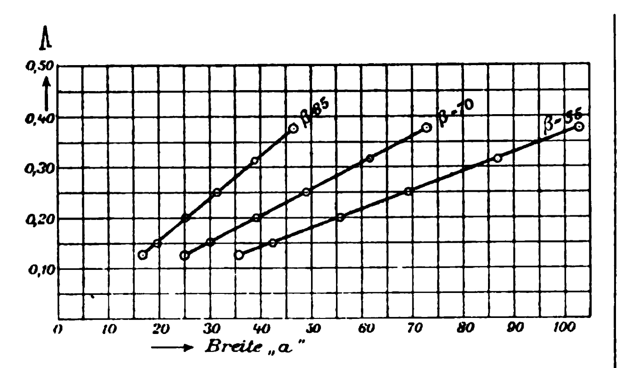


Fig. 3. Dekrementtafel.

Um nun aus einer beobachteten Resonanzkurve — Abszisse $=\sqrt{C}$, Ordinate $=\varphi$ — die $\varDelta$-Werte abzuleiten, ist zunächst die Dämpfungskurve zu konstruieren. Man setzt

$$\varphi = c \cdot Q$$

und findet ε aus der Gleichung

$$1 \pm \varepsilon = \sqrt{\frac{c_R}{c_2}}\ ^{1)};$$

aus der so gewonnenen Dämpfungskurve entnimmt man dann mehrere a-Werte und bestimmt aus den Dekrementtafeln (Fig. 3) den gesuchten Wert $\varDelta$.

Die Dämpfungskurven der Fig. 2 sind auf Grund sehr umständlicher Rechnungen gewonnen worden. Die Berechnungen hat mein Assistent Herr **Mertens** mit großer Sorgfalt ausgeführt, ich verfehle nicht, ihm den verbindlichsten Dank für seine große Mühewaltung auszudrücken. Bei Benutzung der Dekrementtafel ist darauf zu achten, daß die Dämpfungskurven in dem gleichen Maßstab, wie er hier zugrunde gelegt ist, gezeichnet werden; für $\varepsilon = 0{,}01$ sind 10 mm, für den Skalenteil des Galvanometerausschlags sind 2 mm (also 100^{sc} entsprechen 200 mm) gewählt worden.

Das Auffinden des gesuchten Wertes $\varDelta$ geht dann sehr schnell von statten.[2]

1) Es genügt dazu die schnell und bequem auszuführende Berechnung mit dem Rechenschieber.

2) Die nach Formel (1) berechneten $\varDelta$-Werte sind fast immer etwas kleiner und geben für den linken und rechten Kurvenast Abweichungen. Zur Beurteilung der aus beiden Methoden folgenden Werte führe ich folgende Vergleichswerte an:

Ordinate	Bjerknes' Formel linker Ast	Bjerknes' Formel rechter Ast	Bjerknes' Formel Mittel	ermittelt nach dem hier mitgeteilten Verfahren
80	$\varDelta =$ 0,202	0,222	0,212	$\varDelta =$ 0,225
70	0,202	0,223	0,212	0,225
55	0,206	0,240	0,223	0,226

Anwendung auf einen konkreten Fall. Konstanz bei Schwingungsbeobachtungen. Um zunächst die Sicherheit festzustellen, mit der die Messung bei Aufnahme der Resonanzkurve verknüpft ist, wurden für einen geschlossenen Flaschenkreis ($L =$ ca. 6100 cm, $C = 13\,000$ cm, $\lambda = 550$ m) 9 Kurvenpunkte aufgenommen; für jeden Punkt wurden 3 Einstellungen gemacht, deren Reihenfolge absichtlich willkürlich genommen wurde. Die ermittelten Galvanometerausschläge sind in der untenstehenden Tabelle wiedergegeben:

Die prozentuale Abweichung vom Mittel beträgt somit etwa 1 Proz.

Es fragt sich nun, wie genau auf Grund der oben dargestellten Methode das Dekrement $\varDelta$ aus den Beobachtungen der Resonanzkurven ermittelt werden kann.

Fig. 4 stellt die Dämpfungskurve des offenen Senders[1]) meiner Sendestation dar (aufgenommen 16. Oktober 1907). Mit Hilfe dieser Kurve ergeben sich für $\varDelta$ folgende Werte

Ordinaten	$\varDelta$	Ordinaten	$\varDelta$	Mittel
85	0,170	65	0,174	0,172 {$\varDelta$ +1,76 Proz. / −1,28 „
80	0,170	60	0,175	
75	0,172	55	0,175	
70	0,172			

Die maximale Abweichung beträgt somit 1,8 Proz. Unter Berücksichtigung von 30 in der Zeit vom 19. Oktober 1907 bis 2. No-

1) Beschreibung des Senders, diese Zeitschr. **8**, 619, 1907. Die $\varDelta$-Werte meines Senders sind erheblich kleiner als sie **Brandes** für den seinigen feststellt: 0,21 bis 0,34. Vermutlich werden diese großen Werte von **Brandes** teilweise durch dämpfende Wirkungen der nicht grade weit entfernten Mauerwände und der Erde hervorgerufen sein. Bei extremloser Kopplung ergab sich $\varDelta$ für meinen Sender etwa zu 0,09.

Winkeleinstellung am Meßkondensator	I. Galvanometerausschlag				II. Galvanometerausschlag				größte prozentuale Abweichung vom Mittel	
				Mittel				Mittel	I	II
36⁰	28	27	27	27,73	26	25	24	25	2,6 Proz.	5 Proz.
37	48	48	49	48,83	49	49	48	48,6	1,7 „	0,8 „
38	77	77	78	77,73	78	78	78	78	0,9 „	0 „
39	101	101	102	101,3	100	103	101	101,3	0,7 „	1,7 „
40	108	109	108	108,3	107	108	109	108	0,6 „	0,9 „
41	99	101	101	100,3	99	100	100	99,96	1,3 „	0,9 „
42	82	82	81	81,7	82	83	82	82,7	0,8 „	0,7 „
43	64	64	65	64,3	64	65	64	64,47	1,1 „	0,8 „
44	49	51	50	50	51	50	51	50,67	2 „	1,4 „
	Kurve vom 26. Juni 1907				Kurve vom 27. Juni 1907					

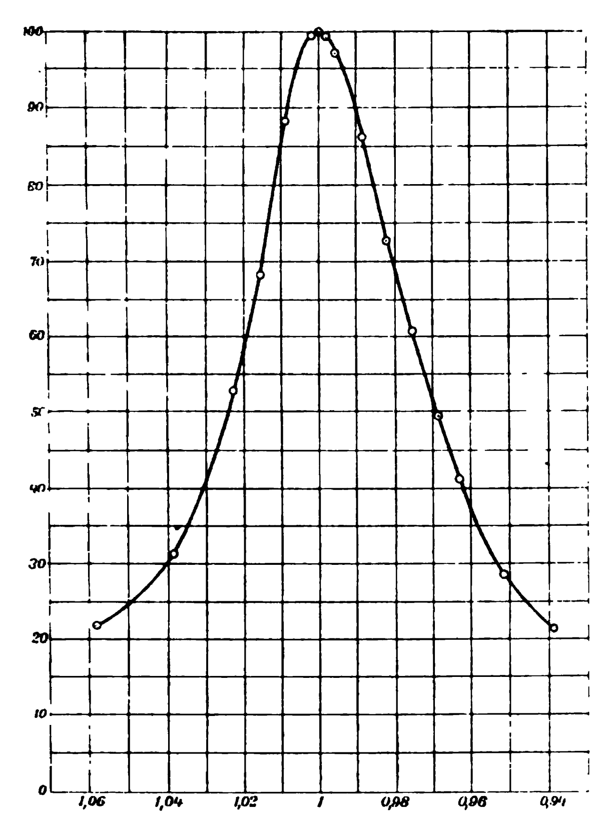


Fig. 4. Dämpfungskurve des Sendesystems.

vember am offenen Sender aufgenommenen Dämpfungskurven kann ich feststellen, daß die Bestimmung des Λ-Wertes durch sorgfältige Aufnahme etwa mit einem mittleren Fehler von 1,5 bis 2 Proz. ausführbar ist.

Inzwischen ist es mir mit Hilfe höchst empfindlicher Barretter auch gelungen, einwandfreie Dämpfungskurven in einer 8 km von der Sendestation entlegenen Empfangsstation aufzunehmen. Fig. 5 stellt eine solche Kurve, gewonnen im zweifach gekoppelten Empfangssystem, dar. Der Mittelwert Λ beträgt 0,149; die Einzelwerte ergeben folgende Tabelle

Ordinaten	Λ	Ordinaten	Λ
85	0,155	65	0,146
80	0,155	60	0,143
75	0,153	55	0,141
70	0,150		

Die größte Abweichung vom Mittel beträgt bei diesen Aufnahmen somit ca. 5 Proz. Als Resultat von 30 Kurven, welche im Laufe von 8 Tagen gewonnen sind, kann ich angeben, daß dieser Genauigkeitswert im Mittel erreicht wird. Die Aufnahme der Kurven ist aus vorläufig noch nicht ersichtlichen Gründen am gleichen Tage und unter gleichen Bedingungen nicht mit gleicher Güte auszuführen; bei 6 Kurven

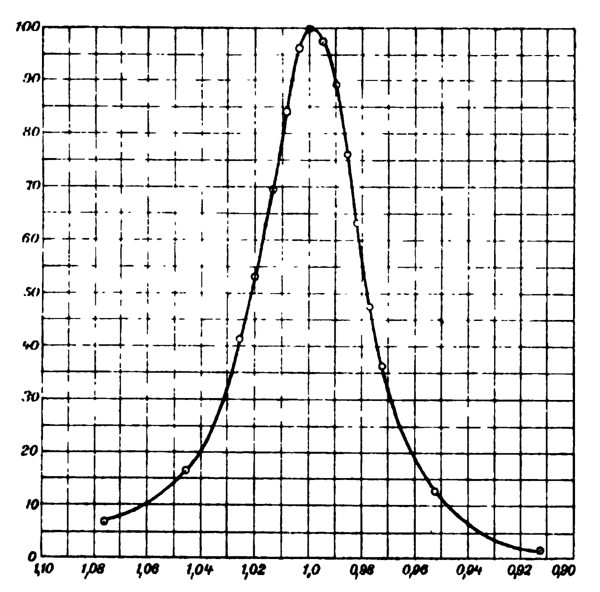


Fig. 5. Dämpfungskurve des Empfängers (Abstand vom Sender 8 km).

ist die mittlere Genauigkeit in der Λ-Bestimmung 1,5 Proz.

Die Kopplung wurde nach und nach so lose gemacht, daß eine weitere Verringerung keine Änderung im Λ-Werte mehr ergab. Der Maximalausschlag betrug bei der sehr hohen Empfindlichkeit der Barretter noch 28 bis 29 Skalenteile.[1] Es ist durchaus notwendig, den Grad der Kopplung so lose zu machen, da sonst unrichtige Werte für Λ gefunden werden. Über diese Fehlerquelle hat auch Max Wien auf der Dresdener Versammlung berichtet.[2] Wien gibt als Grenze der zulässigen Kopplung an, daß der Koeffizient der Kopplung gegen $\frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\pi^2}$ klein sein muß. Ich glaube, daß für doppelt gekoppelte Systeme, wie sie hier zur Anwendung kommen, das experimentelle Auffinden des richtigen Kopplungsgrades die größte Sicherheit bietet und auch schneller auszuführen ist als die Bestimmung des zulässigen Koeffizienten, zumal die Beobachtungen darauf hinführen, daß bei gleicher Kopplung verschiedene Barretter verschiedene Dämpfung ergeben.

Die Untersuchungen darüber sind noch nicht abgeschlossen. Soweit ich bis jetzt ermitteln konnte, ergeben Barretter mit kleinerem Widerstand größere Λ-Werte als solche mit größerem Widerstand. Es wird bei derartigen Messungen immer darauf ankommen, daß Meßkreis III dem Kreise II nicht zu viel Energie entzieht.

1) Doppelmillimeter. Galvanometer: Deprez d'Arsonval 30 Ω (200 Ω) Siemens & Halske. 1 mm-Ausschlag entspricht $2,5 \times 10^{-8}$ Am.

2) Max Wien, Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung. Diese Zeitschr. 8, 764, 1907.

Soweit sich aus den zahlreichen Kurven, welche ich speziell zur Untersuchung der Methode aufnahm, ersehe, wirkt enger werdende Kopplung derart, daß die Kurve zunächst symmetrisch, dann aber bei noch engerer Kopplung unsymmetrisch wird, so daß die größeren Ordinaten zu den positiven ε-Werten gehören. Die aus den Kurven ermittelten Λ-Werte werden dann mit zunehmender Kopplung erheblich größer; so fand ich Kopplung eng $\Lambda = 0{,}717$
„ „ „ „ loser $= 0{,}66$
„ „ „ „ noch loser $= 0{,}598$.
Mit einem sehr empfindlichen Barretter konnte ich dann die Kopplung ganz erheblich loser machen und fand dann den wahren Wert $= 0{,}15$, der mit noch kleiner werdender Kopplung sich nicht mehr änderte. Derartig lose Kopplungen verlangen natürlich die Verwendung von Meßinstrumenten der äußersten Empfindlichkeit.

Weitere Versuche über die Änderung von Λ mit der Stärke der Meßkopplung ergaben, daß das für ein am hiesigen Physikalischen Institut angebrachtes Empfangssystem ermittelte Λ von 0,155 bis 0,10 mit loserer Kopplung abnahm. Übrigens ist mit festerer Kopplung nicht notwendig eine Vermehrung der Empfangswirkung verbunden; im Gegenteil sinkt für bestimmte festere Kopplungsgrade die Wirkung merklich.

Beachtenswert ist der Umstand, daß die Λ-Werte für die Schwingungen im Empfangssystem erheblich — fast bis zur Hälfte — kleiner sind als die Λ-Werte, welche im Sender beobachtet werden. Darüber berichte ich später noch eingehend.

Halle a. S., November 1907.

(Eingegangen 16. November 1907.)

Ein neues Aktinometer.

Von W. A. Michelson.

In meteorologischen, phytophysiologischen und gar astrophysikalischen Kreisen wird bereits seit längerer Zeit der Mangel an einem bequemen und doch genauen relativen Aktinometer zur Messung der direkten Sonnenstrahlung empfunden. Alle absoluten rein kalorimetrischen Methoden sind, wenn sie genaue Resultate liefern sollen, so umständlich, daß an eine Einführung derselben in die Reihe täglicher meteorologischer Terminbeobachtungen gar nicht zu denken ist. Das heutzutage mit Recht am meisten geschätzte elektrische Kompensations-Pyrheliometer von Prof. K. Ångström[1]) ist ein ausgezeichnetes Instrument, und an hundert derartiger Instrumente sind bereits in verschiedenen Ländern (besonders in Nordamerika) im Gebrauch. Doch erfordert das Arbeiten mit diesem Pyrheliometer eine physikalische Schulung, wie sie bei weitem nicht jeder meteorologische Beobachter besitzt. Zum Apparat gehören: ein Spiegelgalvanometer, ein geeichtes Milliamperemeter, ein Widerstandsregulator, eine konstante Stromquelle und eine ungestörte, erschütterungsfreie Aufstellung. Wohl kann, bei genügender Übung, mit dem K. Ångströmschen Kompensationspyrheliometer schneller gearbeitet werden als mit irgendeinem anderen absoluten Instrument, aber die Aufstellung und Vorbereitung zur Beobachtung nimmt ziemlich viel Zeit in Anspruch.

Schon viele Jahre widmete ich einen Teil meiner von Berufspflichten freien Zeit aktinometrischen Studien. Als absolutes Kontrollinstrument benutze ich außer dem K. Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometer auch mein Eis-Pyrheliometer[1]), welches ein entsprechend angepaßtes und altazimutal montiertes Bunsensches Eiskalorimeter ist, in dessen inneren „absolut schwarzen" Raum die Sonnenstrahlen durch ein genau ausgemessenes Diaphragma eindringen. Die Behandlung dieses Instrumentes erfordert aber große Sorgfalt und bietet, besonders während der wärmeren Jahreszeit, nicht unbedeutende Schwierigkeiten. Daher habe ich in letzter Zeit meine Aufmerksamkeit auf die Konstruktion eines relativen Aktinometers gerichtet.

Bei diesen Versuchen ließ ich mich vom Gedanken leiten, daß ein bequemes relatives Aktinometer nicht, wie alle Kalorimeter, Zeitsummen der Sonnenwärme liefern soll, sondern in jedem Augenblicke unmittelbar die Intensität der Energieströmung angeben soll, d. h. die Division durch die Zeit soll im Apparat selber automatisch erfolgen, wie dies ja auch im K. Ångströmschen Kompensationspyrheliometer in der Tat der Fall ist. Der Apparat soll aber keine irgendwie komplizierten Manipulationen erfordern, sondern direkt durch bloße Ablesung eine Größe liefern, die der genannten Energieströmung proportional ist.

1. Glimmer-Aktinometer.

Denken wir uns eine sehr dünne und schmale Platte aus einem homogenen, schlechten Wärmeleiter. Die Platte sei beiderseitig versilbert und dann geschwärzt (etwa — schwarz platiniert).

Wenn diese Platte mit einer ihrer Flächen den Sonnenstrahlen senkrecht entgegengestellt wird, so teilt sich die von dieser Fläche ab-

1) K. Ångström, Nova Acta Upsal. 1893. Wied. Ann. 67, 636, 1899 und Astrophysical Journal 9, 334, 1899.

1) W. Michelson, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. Januar 1894.

sorbierte Energie in zwei Teile: der eine wird von derselben Fläche wieder ausgestrahlt oder durch Wärmeleitung und Konvektion der Luft abgegeben. Der andere Teil dringt als Wärmestrom durch die Platte und wird in ähnlicher Weise von der zweiten, unbelichteten Fläche abgegeben. Ist die Platte sehr dünn, so kann die Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ der beiden Flächen nur gering sein. Deren absolute Temperaturen werden ein der Einheit nahes Verhältnis besitzen, und die von beiden Flächen abgegebenen Energiemengen werden auch fast gleich sein. Somit trennt sich der Energiestrom an der vorderen geschwärzten Fläche in zwei fast gleiche Teile, und durch die Platte dringt annähernd die Hälfte des gesamten Energiestromes der Sonnenstrahlen. Der durch die Platte geleitete Wärmestrom ist aber genau der Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ proportional. Wenn k die absolute Wärmeleitungsfähigkeit der Platte senkrecht zu deren Flächen ist, e deren Dicke in cm, so dringt durch jeden cm^2 in der Minute die Wärmemenge

$$\frac{Q}{2} = 60\, k \frac{t_1 - t_2}{e}. \qquad (1)$$

Anderseits kann die Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ unmittelbar durch die Verbiegung der Platte mit einem auf deren scharfen Rand eingestellten Mikroskop gemessen werden. Bezeichnen wir mit α den linearen Ausdehnungskoeffizient der Platte in ihrer Längsrichtung. e deren gesamte Länge und ϱ deren Krümmungsradius bei stationärer Wärmeströmung, so ist

$$\frac{\varrho + e}{\varrho} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2} = 1 + \alpha (t_1 - t_2);$$

also

$$\varrho = \frac{e}{\alpha (t_1 - t_2)};$$

und die Verschiebung des freien Randes, welche am Okularmikrometer gemessen wird =

$$y = \frac{l^2}{2\varrho} = \frac{l^2 \alpha}{2e} (t_1 - t_2). \qquad (2)$$

Wenn wir die hieraus bestimmte Temperaturdifferenz in (1) einsetzen, erhalten wir

$$Q = \frac{240\, k}{l^2 \cdot \alpha} \cdot y \qquad (3)$$

Wir sehen, daß die Verbiegung y der Platte dem auf sie fallenden Energiestrom Q direkt proportional und von deren Dicke e unabhängig ist. Wenn wir den Ausdehnungskoeffizienten α und die Wärmeleitungsfähigkeit k genau bestimmen und eine wirklich homogene Platte herstellen könnten, so würde so eine Platte nicht nur als relatives Aktinometer, sondern auch als absolutes Pyrheliometer dienen können. In der oben gegebenen elementaren Darstellung sind die Verbiegung der Platte in der Breiterichtung und die elastischen Kräfte, welche durch die Einklemmung des einen Endes derselben hervorgerufen werden, vernachlässigt.

Wie einfach das oben dargelegte Prinzip auch erscheint, so bietet seine praktische Durchführung doch sehr große Schwierigkeiten. Erstens ist ein Mikroskop von bereits bedeutender Vergrößerungszahl notwendig, um die kleinen Verbiegungen nicht allzu langer Platten zu messen. Dabei erweisen sich aber die Einstellung und zweckmäßige Beleuchtung als ziemlich kompliziert. Zweitens ist es nicht leicht, genügend homogene Platten zu finden, die sich wirklich bloß unter dem Einfluß der Temperaturdifferenz ihrer beiden Flächen verbiegen. Die meisten von mir untersuchten Glas- und Glimmerlamellen verbiegen sich immer nach einer Seite, d. h. bei Belichtung der einen Fläche — von der Sonne, bei Belichtung der anderen Fläche — zur Sonne, und sind diese Verbiegungen zum Teil viel größer als die nach Gl. (3) berechneten. Dies ist ein direkter Beweis dafür, daß die Platten so inhomogen sind, daß sie in verschiedenen Teilen verschiedene Ausdehnungskoeffizienten besitzen und sich, ähnlich wie bimetallische Thermometerlamellen unter dem Einfluß der Temperaturveränderung verbiegen.

Dennoch zeigte ein aus einer beiderseits versilberten und berußten Glimmerplatte (von etwa 60 mm Länge und 12 mm Breite) hergestelltes Aktinometer sehr befriedigende Eigenschaften.

Ein Vergleich dieses Aktinometers mit den auf gleiche Zeitmomente interpolierten Angaben eines K. Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometers (Nr. 48) ergab folgendes:

Tabelle 1:

Zeit 13. März 1906	Ångströms Pyrheliometer unmittelbar gemessen	Ångströms Pyrheliometer Interpol. (A)	Glimmer-Aktinometer (G) Skalenteile	Verhältnis $\frac{G}{A}$
1h 18m	1,364	1,352 cal	54,8	40,53
1 24				
1 30	1,340			
4 20	1,086	1,070	43,5	40,65
4 25				
4 30	1,054			
4 34		1,045	41,9	40,10
4 39	1,036			
4 42		1,022	40,0	39,14
4 46	1,008			
4 50		0,991	38,8	39,16
4 54	0,974			
4 58		0,961	37,9	39,44
5 2	0,948			
5 5		0,902	36,4	40,42
5 12	0,855			
5 16		0,793	31,8	40,14
5 19 1/2	0,731			
5 23		0,657	27,5	41,9
5 26	0,584			
5 28		0,516	22,6	43,8
5 30	0,448			

Der Reduktionsfaktor des Glimmer-Aktinometers erweist sich als ziemlich konstant. Nur die beiden letzten Zahlen zeigen eine bedeutendere Abweichung vom Mittelwert. Dies spricht aber noch nicht gegen die Konstanz des wirklichen Reduktionsfaktors, da bei der außerordentlich raschen Abnahme der Intensität nach 5 Uhr die grob interpolierten Werte der Strahlung als zu unsicher erscheinen.

Die Glimmerplatte erreichte ihr thermisches und Strahlungsgleichgewicht in 12 Sekunden nach jeder Verschiebung des Schirmes und wirkte einfach als ein empfindliches Thermometer von geringer Trägheit.

2. Bimetallisches Aktinometer.

Auf diese Weise bin ich auf Umwegen, aber schließlich rein empirisch auf das Prinzip des Violleschen Aktinometers, und zwar auf dessen erste (stationäre) Beobachtungsmethode zurückgeleitet worden.

Um nun die sich ergebenden Vorteile dieses Prinzips besser auszunützen, ersetzte ich die Glimmerplatte durch eine noch viel kleinere bimetallische Lamelle. Auf ein 0,025 mm dickes Platinblech wurde aus einer Kupfervitriollösung bloß auf einer Seite eine ungefähr ebenso dicke (0,03 mm) Kupferschicht elektrolytisch niedergeschlagen.

Die Platinkupferplatte wurde in etwa 1 bis 2 mm breite Streifen (nicht mit der Schere!) zerschnitten und ein etwa 18 mm langer solcher Streifen (*a b*) in einen Messinghalter *P* (Fig. 1) eingelötet. Dann wird diese Lamelle nach dem Lummerschen Rezept beiderseits schwarz platiniert.

An ihr freies Ende wird noch ein sehr leichter steifer Aluminiumzeiger (Fig. 1 *bc* und vergrößert Fig. 2) mit etwas Schellack befestigt. Der Zeiger trägt einen winzigen weißen Beleuchtungsspiegel (*c*), der um 45° zur Achse des Mikroskops geneigt ist, und einen Quarzfaden (*i*) (oder eine andere passende Marke) davor.

Das Gewicht der Platinkupferlamelle ist bloß etwa 20 bis 28 mg.

Das Gewicht des Aluminiumzeigers ist bloß etwa 3 mg.

Diese Lamelle wird in der Achse eines massiven durchbohrten Kupferzylinders befestigt, der die Rolle des Violleschen Kugelgefäßes mit Wasser übernimmt und (in den bis jetzt ausgeführten Aktinometern) etwa 1250 g wiegt.

Die Sonnenstrahlen werden zur Lamelle durch den seitlichen Spalt *N* eingelassen, der etwa 15 mm lang und 3 bis 4 mm breit ist.

Fig. 1 stellt einen Längsschnitt durch den Apparat vierfach linear verkleinert dar. Dabei ist der Deutlichkeit halber der Spalt IV nach oben gerichtet gezeichnet, als ob die Sonne im Zenit stände. Fig. 2 zeigt die Form des kleinen Aluminiumzeigers etwa in natürlicher Größe. Die mit einem Glasfenster verschlossene Bohrung *B* dient bloß zur Beleuchtung des Spiegels *c*.

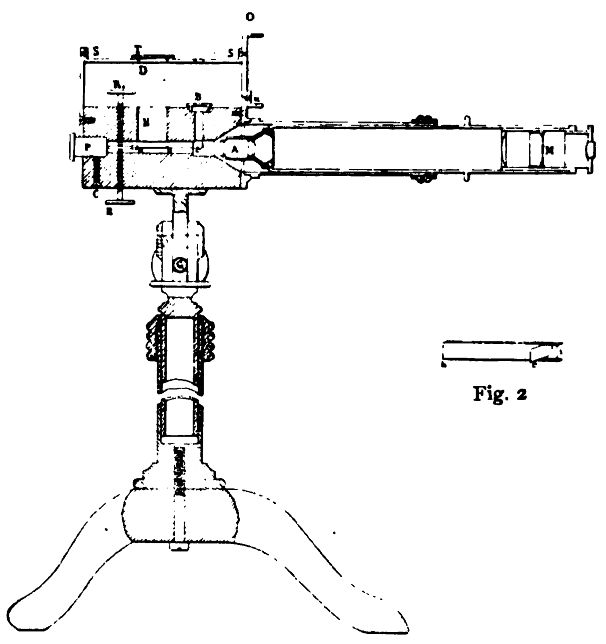


Fig. 2

Fig. 1.

Die Schraube *C* dient zur Festklemmung des pfropfenförmigen Messinghalters *P* und darf nach Justierung des Apparates nicht mehr berührt werden. Die feinen Schrauben *R* und R_1 dienen als Stütze der Messingfeder des Halters und können zur Einstellung des Quarzfadens auf jede beliebige Teilung des Okularmikrometers *D* benutzt werden. Wenn z. B. durch große Änderung der Lufttemperatur der Quarzfaden ganz aus dem Gesichtsfelde des Mikroskopes verschwunden ist, so müssen die Schrauben *R* und R_1 so lange vorsichtig gedreht werden, bis der Quarzfaden sich wieder auf einen bestimmten Teilstrich einstellt.

Der Quarzfaden ist nur dann scharf sichtbar, wenn das Beleuchtungsfenster gegen die Sonnenstrahlen gerichtet ist. Die richtige Einstellung des Aktinometers wird mittels des Diopters *O* und des Kreuzstriches *k* kontrolliert.

Der massive Kupferzylinder ist durch einen blanken Metallschirm *S* vor den direkten Sonnenstrahlen geschützt. Dieser Schirm hat nur die notwendigen Ausschnitte gegenüber dem Spalt *N* und dem Beleuchtungsfenster *B*. Der erstere dieser Ausschnitte *D* wird durch ein leichtes umklappbares Aluminiumschirmchen *T* geschlossen. Im Mikroskop gebrauchte ich bis jetzt mit gutem Erfolg das Zeißsche Achromat-Objektiv *A* (Preis 20 Mk.) und ein Huygenssches Mikrometerokular Nr. 3 (Preis 20 Mk. 50 Pf.)

Die bis jetzt nach diesem Prinzip in der Werkstatt des Physiklaboratoriums der Moskauer Landwirtschaftlichen Hochschule gebauten drei Aktinometer ergaben sämtlich sehr konstante Reduktionsfaktoren, wie aus folgenden Tabellen ersichtlich:

Tabelle 2.
Bimetallisches Aktinometer Nr. 1 (*Pt·Cu*).

Zeit 31. März 1907	Ångstr. Komp. Pyrh. No. 48 A	Bimetall. Aktin. No. 1 M	Zahl der Bestimmungen	Verhältnis $\frac{M}{A}$
$2^h\ 19^m$	1,254 cal	28,6	1	22,8
31^m	1,215	28,2	1	23,2
44^m	1,203	27,9	1	23,2
$47—54^m$	1,197	28,0	5	23,4
$56—3^h 2^m$	1,147	26,6	4	23,2
$3^h\ 10—20^m$	1,127	26,2	6	23,2
$4^h\ 4^m$	1,083	24,9	2	23,1
$19—24^m$	1,056	24,5	6	23,2
$35—39^m$	1,030	23,7	6	23,0
$5^h\ 18—23^m$	0,777	17,9	9	23,0
$28—33^m$	0,725	16,5	6	22,8
		Mittel aus 47 Messungen		23,1

Einer Strahlung von 1 Calorie pro Min. und cm^2 entsprach ein Ausschlag von 23,1 Skalenteilen des Okularmikrometers, und die Einzelwerte der Verhältnisse wichen von diesem Mittelwerte nicht mehr als um + 1,3 % ab. In dieser Serie beobachtete ich am Ångströmschen Kompensationspyrheliometer, und gleichzeitig wurden die Ablesungen an meinem Platten-Aktinometer anfangs von Prof. B. W. Stankiewitz und später von Herrn D. A. Smirnoff ausgeführt. Diese Herren sahen dabei das neue Aktinometer zum ersten Male.

Die Lamelle dieses Aktinometers erreichte praktisch ihre Gleichgewichtslage bereits nach 3 bis 4 Sekunden nach Umschlagen des Aluminiumschirmes. Es wurde abwechselnd jede 20 Sekunden in beschattetem und unbeschattetem Zustande abgelesen und dann die Differenzen eines jeden Wertes vom Mittelwerte der beiden benachbarten gebildet. Diese Differenzen sind unter M in der Tabelle angeführt.

Später machte ich die aufeinanderfolgenden Ablesungen gewöhnlich in Zwischenräumen von genau 30 Sekunden, wobei sofort nach jeder Ablesung der Aluminiumschirm umgeschlagen wurde. Dann gestaltet sich das Beobachtungsprotokoll wie folgt:

Tabelle 3.

24 Juni 1907. Nachmittag. Petrowskoje—Rasumowskoje bei Moskau. Beobachter Herr P. P. Borissow. Himmel nicht ganz rein.
Cu, Ci, Str.

Pt-Cu-Aktinometer No. 3. Empfindlichkeit 1 cal = 38,0 Skalenteile.

Zeit	Ablesung	Mittel der benachbarten Werte	Differenz	Sonnenstrahlung $\frac{cal}{min\ cm^2}$
$5^h\ p\ 2^m\ 0^{sec}$	56,0			
30^{sec}	86,2	55,85	30,35	0,797
$3^m\ 0^{sec}$	55,7	86,10	30,40	0,800
30^{sec}	86,0	55,60	30,40	0,800
$4^m\ 0^{sec}$	55,5	85,60	30,10	0,792
30^{sec}	85,2	55,25	29,95	0,788
$5^m\ 0^{sec}$	55,0	85,10	30,10	0,792
30^{sec}	85,0	54,45	30,25	0,796
$6^m\ 0^{sec}$	54,5			

Wir sehen, daß in dieser späten Nachmittagsstunde der Kupferblock sich allmählich abkühlt. Dennoch bleibt die Sonnenstrahlung während 3 Minuten noch annähernd konstant. Die geringen Schwankungen in den Tausendsteln sind wahrscheinlich durch kaum bemerkbare Zirrusstreifen bedingt.

Fig. 3 zeigt nach einer photographischen Aufnahme eines der von mir gebauten Instrumente zur Beobachtung bereit aufgestellt. Jedoch war dieses Instrument (Nr. 2) bei der Aufnahme noch nicht mit dem blanken Schutzschirm S nebst Aluminium-Klappe T versehen worden.

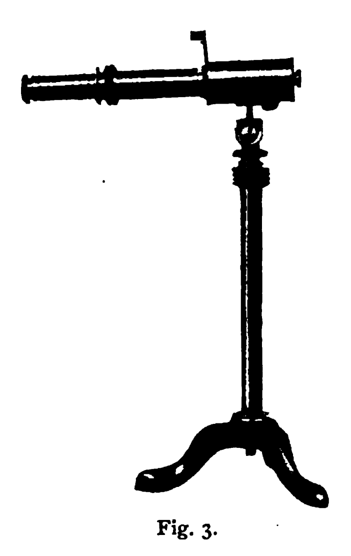


Fig. 3.

Die Konstanz der aktinometrischen Empfindlichkeit dieser Lamellenaktinometer erklärt sich einfach aus folgenden Betrachtungen. Wie Prof. O. Chwolson in seiner schönen kritischen Arbeit „Über den gegenwärtigen Zustand der Aktinometrie“ [1]) dargetan, ist das Newtonsche Abkühlungsgesetz nur bei Temperaturüberschüssen, die etwa 5^0 nicht übersteigen, anwendbar.

1) O. Chwolson, Repertorium f. Meteorologie XV. Nr. 1, St. Petersburg 1892. (Leipzig, Voß' Sortiment.)

Um die maximalen vorkommenden Temperaturüberschüsse der beleuchteten bimetallischen Lamelle über den Kupferzylinder zu bestimmen, führte ich ein feines Quecksilberthermometer in den Spalt N dicht vor die Lamelle ein und beobachtete die Lage des Quarzfadens bei verschiedenen Temperaturen und bei geschlossenem Spalt. So ergab sich z. B., daß beim Aktinometer Nr. 1 einem Grad Celsius je 6,1 Skalenteile des Okularmikrometers entsprechen. Da nun bei Belichtung der Lamelle nur selten ein Ausschlag von mehr als 30 Skalenteilen beobachtet wurde, so ist unmittelbar klar, daß der maximale Temperaturüberschuß der Lamelle etwa 5^0 betrug.

Da sowohl die Lamelle wie das Innere des Kupferzylinders als „Schwarze Körper" angesehen werden können, so läßt sich der Energieverlust durch Strahlung bei so einem Temperaturüberschusse nach dem Stefanschen Gesetze berechnen.

Nehmen wir die Temperatur der Kupferhülle zu 300^0 abs. an, so ist die maximale Temperatur der Lamelle 305^0 abs. und der einseitige stationäre Verlust durch Strahlung nach Kurlbaum $S = 1{,}28 \cdot 10^{-12} \cdot (305^4 - 300^4)\, 60 = 0{,}0426$ cal./min. cm². Da die Platte beiderseits geschwärzt ist, so müssen wir diese Zahl noch verdoppeln, um den einem Quadratzentimeter absorbierender Fläche entsprechenden Strahlungsverlust zu erhalten. Derselbe ist 0,0852 cal./min. cm². Einer Temperaturdifferenz von 5^0 entspricht ungefähr eine Einstrahlung von 1,3 cal./min. cm². Da bei Wärmegleichgewicht der gesamte Wärmeverlust dieser Einstrahlung gleich ist, so sehen wir, daß die Ausstrahlung der Lamelle nur etwa 6,5 % (im Maximum) des gesamten Wärmeverlustes darstellt, und mindestens 93,5 % auf dem Wege der Wärmeleitung und Konvektion der Platte abgenommen werden.

Dies erklärt zur Genüge, warum das Newtonsche Abkühlungsgesetz hier gut verwendbar ist, da doch für die ausgestrahlten 6,5 % die Anwendung des Stefanschen Gesetzes statt des Newtonschen bloß eine Differenz von wenigen Tausendsteln der gesamten Wärmeabgabe ergeben würde.

Die Temperaturdifferenz $t_1 - t_0$ zwischen Lamelle und Hülle bei Wärme- und Strahlungsgleichgewicht mißt somit mit genügender Genauigkeit die von der Sonne eingestrahlte Energie q. Wenn wir mit O. Chwolson den Abkühlungskoeffizienten durch h, die absorbierende Fläche durch s und die Wärme abgebende Fläche durch S bezeichnen, so ist[1])

$$t_1 - t_0 = \frac{q}{h} \cdot \frac{s}{S}$$

1) O. Chwolson, l. c., S. 19, Gl. 6.

Da ich einen Spalt gebrauchte, der breiter ist als die bestrahlte Lamelle, so ist in unserem Fall $\frac{s}{S} = \frac{1}{2}$ und

$$q = 2\,h\,(t_1 - t_0). \tag{4}$$

Ob nun bei der Form, welche ich dem Apparat gegeben habe, der Abkühlungskoeffizient h wirklich praktisch konstant bleibt oder nicht, darüber können nur längere vergleichende Beobachtungen entscheiden.

Da die Lamelle nur mit Platinschwarz und nicht mit Ruß bedeckt ist, so wird sich wohl die Beschaffenheit der Oberfläche kaum ändern, und die Emissionsfähigkeit angenähert dem Stefanschen Gesetze entsprechen. Die Wärmeleitungsfähigkeit der Luft wird mit der Temperatur t_0 wachsen. In demselben Maße wächst aber auch die innere Reibung der Luft mit der Temperatur, was die Konvektionsströmungen bei gegebenen Temperaturdifferenzen verlangsamt. Es ist möglich, daß sich diese beiden Wirkungen nahezu kompensieren. Eine Abhängigkeit der Konvektionsströmungen vom Luftdruck und von der Sonnenhöhe wäre auch denkbar. Eine geringe Veränderlichkeit der aktinometrischen Empfindlichkeit hat sich in der Tat beim Lamellenaktinometer Nr. 2 ergeben. Die Zahl der Beobachtungen ist aber noch zu klein, um mit Sicherheit festzustellen, wie und von welchen Faktoren diese Größe abhängig ist.

Eventuell wäre es nicht schwer für jedes Instrument, eine Korrektion für Temperatur, Barometerstand oder Sonnenhöhe einzuführen. Jedenfalls zeigen die bis jetzt ausgeführten Messungen, daß die möglicherweise notwendige Korrektion nicht groß sein wird und wohl kaum einige (3) Prozent erreichen wird.

Die Konstanz der Angaben des Instrumentes bei klarem Himmel und hohem Sonnenstande ist geradezu merkwürdig. Andererseits zeigt das Aktinometer die kleinen und raschen Schwankungen der Sonnenstrahlung noch besser an, als das Ångströmsche Kompensationspyrheliometer.

Ich erlaube mir nur noch einige Worte über die Herstellung des empfindlichen Teiles des Instrumentes, nämlich der bimetallischen Lamelle hinzuzufügen. Je dünner und schmäler diese Lamelle gemacht wird, desto schneller erreicht sie ihr thermisches Gleichgewicht, desto geringer ist ihr Temperaturüberschuß über die Umgebung, und um so konstanter ist somit der Reduktionsfaktor des Aktinometers. Andererseits wird bei zu dünner Lamelle deren Empfindlichkeit gegen kleine Erschütterungen und Windstöße zu groß, wodurch die Ablesungen sehr erschwert werden. Es muß somit eine mittlere und vorteilhafteste Stärke der

Lamelle aus Versuchen bestimmt werden. Bis jetzt habe ich bei Platinkupfer die besten Resultate mit Lamellen von Gesamtstärke von 0,05 bis 0,06 mm erreicht. Die Breite könnte wohl mit Vorteil kleiner genommen werden, als ich es bis jetzt getan, 0,5 bis 1,0 mm würde wohl genügen.

Die relative Dicke jeder Metallschicht ist aber auch nicht gleichgültig. Wenn die größte Empfindlichkeit bei gegebener Gesamtdicke erreicht werden soll, so muß jede der beiden Metallschichten bei Erwärmung nur eine Biegung und keine Längsdehnung erfahren.

Jede bimetallische Lamelle hat nämlich nur bei einer bestimmten Temperatur (etwa der Anfertigungstemperatur) keine inneren elastischen Spannungen. Bei jeder anderen Temperatur verbiegt sie sich, in jeder Metallschicht entstehen elastische Spannungen, die durch ähnliche Spannungen in der anderen Metallschicht im Gleichgewicht gehalten werden. An der Grenzfläche der beiden Metalle entstehen tangentielle Kräfte, welche den Oberflächenspannungen der Kapillarkräfte sehr ähnlich sind. Diejenige Schicht, welche einen kleineren Ausdehnungskoeffizient besitzt, ist bei Temperaturen, die höher sind als die Anfertigungstemperatur, durch äußere Kräfte gedehnt, und ihre inneren Spannungen trachten diese Trennungsflächen zu verkürzen. Umgekehrt ist es bei der anderen Schicht, die einen größeren Ausdehnungskoeffizient besitzt. In der Trennungsfläche erleiden sowohl die Dehnungen als auch die tangentiellen Spannungen einen Sprung und Zeichenwechsel.

Diese in der Trennungsfläche der zusammengeschweißten Metalle liegenden tangentiellen Spannungen halten einander das Gleichgewicht und ihre Größe bedingt die Verbiegung beider Lamellen.

Ist die oben erwähnte Bedingung erfüllt, d. h. erleiden beide Platten nur reine Biegungen, so ist die neutrale (ungedehnte) Schicht jeder Platte in deren Mitte. Das Moment der tangentiellen Spannung in der Trennungsfläche in bezug auf die neutrale Schicht ist in jeder Platte gleich ihrem halben Biegungsmoment.

Wenn wir die gemeinsame Breite beider Metallamellen mit b bezeichnen, die Dicke der einen mit a_1, diejenige der anderen mit a_2, so sind die Trägheitsmomente der Querschnitte beider Lamellen entsprechend:

$$\left.\begin{aligned}\Theta_1 &= \int_0^b \int_{-\frac{a_1}{2}}^{+\frac{a_1}{2}} y^2\,dy\,dz = \frac{1}{12}\,b\,a_1^{\,3}\\ \Theta_2 &= \int_0^b \int_{-\frac{a_2}{2}}^{+\frac{a_2}{2}} y^2\,dy\,dz = \frac{1}{12}\,b\,a_2^{\,3},\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

und die Biegungsmomente bei Krümmungsradien $=\varrho_1$, respektiv ϱ_2 nach Navier

$$M_1 = \frac{E_1\,\Theta_1}{\varrho_1} \text{ und } M_2 = \frac{E_2\,\Theta_2}{\varrho_2}, \quad (6)$$

wo E_1 und E_2 die Youngschen Elastizitätsmodule beider Metalle bedeuten.

Wenn die tangentiellen Spannungen an der Trennungsfläche beider Metalle durch P_1 und P_2 bezeichnet werden, so ist

$$P_1\,a_1 = M_1 \text{ und } P_2\,a_2 = M_2. \quad (7)$$

Wenn die Platte im Gleichgewicht ist, und keine äußeren Kräfte die Biegung beeinflussen, so ist $P_1 = P_2$ und somit

$$\frac{M_1}{a_1} = \frac{M_2}{a_2} \quad (8)$$

und nach (5) und (6)

$$\frac{E_1\,a_1^{\,2}}{\varrho_1} = \frac{E_2\,a_2^{\,2}}{\varrho_2}. \quad (9)$$

Da nun die Krümmung der Lamelle im allgemeinen sehr klein ist, so wird das Verhältnis $\varrho_1 : \varrho_2$ immer sehr nahe gleich Eins sein, und die Gl. (9) kann praktisch so vereinfacht werden:

$$\frac{a_1}{a_2} = \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}. \quad (10)$$

Die Bedingung der größten Empfindlichkeit einer dünnen bimetallischen Thermometerlamelle ist somit, daß die Dicken der beiden Metallschichten umgekehrt proportional den Quadratwurzeln aus deren Elastizitätsmoduln seien. Z. B. für Platin ist näherungsweise $E = 17000$, für Kupfer $E = 12000$, es sollten also die Dicken der beiden Metallschichten im Verhältnis $13:11$ sein.

Wenn Platinsilberlamellen gebraucht werden, so müssen die Dicken im Verhältnis $13:8,5$ oder annähernd $3:2$ genommen werden, wobei natürlich Platin immer die dünnere Schicht hat.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so erleidet die schwächere Schicht bei Temperatursteigerung über die Anfertigungstemperatur eine Streckung, wenn ihr Ausdehnungskoeffizient der kleinere ist, und eine Kürzung, wenn ihr Ausdehnungskoeffizient der größere ist. In beiden Fällen wird dadurch die Biegung und mit ihr die Temperaturempfindlichkeit eine geringere.

Ist die Bedingung (10) erfüllt, so kann die Temperaturempfindlichkeit unseres Aktinometers sehr leicht berechnet werden. Bezeichnet l die Länge der sehr schmalen belichteten Lamelle, $\delta = a_1 + a_2$ deren gesamte Dicke, c_1 und c_2 die linearen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Metalle, endlich m die Länge des steifen Aluminiumzeigers (bc in Fig. 1), so ergeben ganz elementare Betrachtungen, daß bei einer Temperaturänderung von t_0 auf t_1 der Quarzfaden am Ende des Aluminiumzeigers sich verschiebt um

$$y = (l^2 + 2\,l\,m)\frac{c_1 - c_2}{\delta}(t_1 - t_0). \qquad (11)$$

Ist, wie in den bis jetzt gebauten Apparaten, $m = l$, so ist einfach

$$y = \frac{3\,l^2}{\delta}(c_1 - c_2)(t_1 - t_0) \qquad (12)$$

Die Empfindlichkeit ist also (bei gegebener Vergrößerung des Mikroskops) dem Quadrate der Länge der bimetallischen Lamelle direkt —, und deren Dicke — umgekehrt proportional.

Einsetzen bekannter Zahlenwerte in Gl. (12) ergibt berechnete Ausschläge y, welche die beobachteten nur wenig übertreffen.

Da bei den beobachteten geringen Temperaturüberschüssen das Newtonsche Abkühlungsgesetz anwendbar ist, ergeben Gl. (4) und (12)

$$q = \frac{2}{3}\frac{h\,\delta}{(c_1 - c_2)\,l^2}\cdot y. \qquad (13)$$

Entsprechen einem Skalenteile des Okularmikrometers w cm vor dem Objektiv, so ist die „aktinometrische Empfindlichkeit" des Apparates, d. h. der Ausschlag in Skalenteilen, welcher eine Sonnenstrahlung von 1 calorie/min. cm² mißt, gleich

$$A = \frac{y}{w\,q} = \frac{3}{2}\frac{(c_1 - c_2)\,l^2}{w\,h\,\delta}. \qquad (14)$$

Wenn die bimetallische Lamelle fertiggestellt ist, so kann die Länge des Mikroskop-Tubus so gewählt werden, daß diese Größe eine runde ganze Zahl wird, z. B. = 50 Skalenteilen. Wenn das Okularmikrometer in 200 Teile geteilt ist, so kann bequem auch $A = 100$ genommen werden. Dann würde ein Skalenteil direkt 0,01 Kalorie entsprechen.

Da das Temperaturgleichgewicht der Lamelle in wenigen Sekunden erreicht wird, so eignet sich das beschriebene Aktinometer besonders in allen Fällen, wo Beobachtungen rasch nacheinander gemacht werden müssen. Am 25. Juli d. J., während der großen internationalen Luftfahrten, hat Herr S. J. Sawinoff vom Meteorologischen Observatorium zu Pawlowsk ein solches Aktinometer in einem freien Luftballon mitgenommen und damit bis zu einer Höhe von 2600 Meter etwa 60 Messungen ausgeführt, was die Brauchbarkeit des Instrumentes auf Luftfahrten beweist.

Wenn weitere Vergleiche eine genügende Konstanz des Reduktionsfaktors ergeben, so wird das Instrument auch für meteorologische Terminbeobachtungen zu empfehlen sein, da die Messung selbst nur eine halbe Minute erfordert und an Bequemlichkeit und Einfachheit wenig zu wünschen übrig läßt.

Die Anfertigung derartiger Lamellen-Aktinometer nach meinem Entwurf hat die Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin übernommen.

Moskau, Oktober 1907.

(Eingegangen am 28. Oktober 1907.)

Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration.[1])

Von Alfred W. Porter.

Diese Arbeit ist ein Versuch, die Theorie der Lösungen zu vervollständigen, ohne die Exaktheit oder die Einfachheit der Ableitungen aufzugeben. Durch die erfolgreichen Versuche von J. E. Hartley und Earl of Berkeley über den osmotischen Druck von konzentrierten Zuckerlösungen ist die Aufmerksamkeit wieder auf dieses Gebiet gerichtet worden. Man hatte früher auf den Einfluß des hydrostatischen Drucks des reinen Lösungsmittels auf den osmotischen Druck zu wenig Gewicht gelegt und nun wurden die neuen Versuche von verschiedenen Forschern ganz verschieden gedeutet. Ich will hier versuchen, den Einfluß des Drucks auf den osmotischen Druck zusammendrückbarer Lösungen zu zeigen, sowie den Einfluß der Veränderlichkeit des Dampfdrucks mit dem hydrostatischen Druck. Der Einfluß anderer nebensächlicher Eigenschaften (z. B. der der Schwerkraft) ist hier natürlich vernachlässigt. Die folgenden Bezeichnungen sollen gebraucht werden, die sich alle auf isotherme Werte beziehen.

Lösung:

Hydrostatischer Druck p, entsprechender Dampfdruck	π_p
Dampfdruck, wenn die Lösung nur mit ihrem eigenen Dampf in Berührung ist	π_π
Volumen beim hydrost. Druck p .	V_p
Dasselbe reduziert sich, wenn 1 g des Lösungsmittels entweicht, um	s_p
Osmotischer Druck bei einem hydrostatischen Druck p	P_p
Osmotischer Druck bei einem hydrostatischen Druck π_π	P_π

Lösungsmittel:

Druck desselben, wenn die Lösung unter dem Druck p ist	p_0
Der entsprechende Dampfdruck . .	π_{0p_0}
Dampfdruck, wenn der hydrostatische Druck der des eigenen Dampfes ist	π_{00}
Volumen beim hydrost. Druck p_0 .	V_{0p_0}
Das entsprechende spezifische Volumen	u_{p_0}
Volum und entsprechendes spezifisches Volum beim hydrostatischen Druck π_{00}	$V_{0\pi_0}$, u_{π_0}

Dampf des Lösungsmittels.

Spezifisches Volum beim Druck π_{00}	v_0
„ „ „ „ π_{p_0}	v_{p_0}
„ „ „ „ π_p	v_{π_p}

1) Aus dem Physikal. Inst. des University-College, London.

Die Beziehung zwischen osmotischem Druck und Dampfdruck.

Der folgende isotherme Kreisprozeß wird uns zu einer solchen Beziehung führen: Eine sehr große, praktisch unendlich große, Menge einer Lösung (auf die keinerlei körperliches Kraftfeld, wie die Schwerkraft, einwirkt), möge von einer Menge des reinen Lösungsmittels durch eine semipermeable Membran getrennt sein. Wir wollen voraussetzen, daß der gelöste Stoff nicht flüchtig sei. Die Lösung sei unter dem hydrostatischen Druck p, das Lösungsmittel unter dem hydrostatischen Druck p_0, so daß Gleichgewicht herrscht. Es wird nicht angenommen, daß einer dieser Drucke der Dampfdruck der betreffenden Flüssigkeit sein muß.

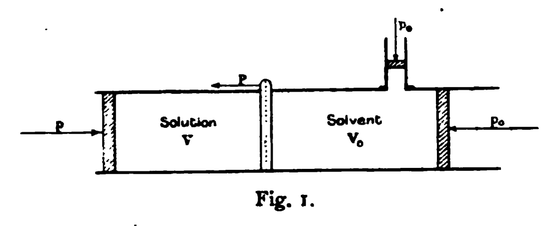


Fig. 1.

1. Man übertrage nun 1 g des Lösungsmittels aus der Lösung in das Lösungsmittel, indem man die semipermeable Membran nach links bewegt; die Arbeit, die man für das System leistet, ist:

$$P_p s_p - p_0(u_{p_0} - s_p).$$

2. Man trenne 1 g des reinen Lösungsmittels (unter p_0) von dem Rest, indem man das seitliche Rohr abteilt; ändere ferner mit Hilfe des seitlichen Kolbens den Druck dieser Menge auf π_{00}, so daß sie mit ihrem eigenen Dampf im Gleichgewicht ist und lasse sie dann verdampfen, die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_{\pi_{p_0}}^{\pi_{p_0}} p\,du - \pi_{00}(v_0 - u_{\pi_0}).$$

3. Man ändere den Druck des Dampfes auf π_π, so daß derselbe im Gleichgewicht ist mit der Lösung, sobald diese nur unter dem hydrostatischen Druck ihres Dampfes allein ist; die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_{\pi_{00}}^{\pi_\pi} p\,dv.$$

4. Man schließe die semipermeable Membran durch eine Zwischenwand, an welche ein hydrostatischer Druck p_0 angelegt werden kann; die Lösung kann dann entfernt werden. Wir ändern nun deren Druck auf π_π, bringen sie in Kontakt mit dem abgetrennten Dampf des Lösungsmittels, der gleichfalls unter dem Druck π_π ist, kondensieren den Dampf in die Lösung, so daß das Volumen der Lösung um s_π steigt und komprimieren dann bis auf den Druck p. Die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_p^{\pi_\pi} p\,dV + \pi_\pi(v_\pi - s_\pi) + \int_p^{\pi} p\,d(V + s).$$

Die Verbindung durch die semipermeable Membran hindurch muß dann durch Entfernung der Zwischenwand wieder hergestellt werden und damit sind wir zu dem Anfangsstadium zurückgelangt und da der Kreisprozeß ein isothermer war, so muß die gesamte Arbeit gleich null sein.

Addieren wir die einzelnen Ausdrücke und vereinfachen wir, so muß also

$$(P_p + p_0)s_p - ps_p - \int_{\pi_{00}}^{p_0} u\,dp - \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp + \int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = 0$$

sein, und daß $P_p = p - p_0$,

$$\int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp + \int_{\pi_{00}}^{p - P_\pi} u\,dp. \qquad (1$$

Dieser Ausdruck gibt uns den osmotischen Druck für beliebige Konzentration und beliebige Temperatur in seiner Abhängigkeit von den Dampfdrucken usw., gleichfalls bezogen auf dieselbe Konzentration und die gleiche Temperatur. Diese Gleichung berücksichtigt den Einfluß der Kompressibilität und stellt genau die besonderen Umstände fest, denen die verschiedenen physikalischen Daten entsprechen. So sind z. B. die Drucke π_{00} und π_π die Dampfdrucke des Lösungsmittels und der Lösung, wenn beide unter dem hydrostatischen Druck ihres eigenen Dampfes stehen und nicht allgemein unter den hydrostatischen Drucken p_0 resp. p, wie man vermuten könnte.

Um diese Gleichung mit den bisher vorgeschlagenen zu vergleichen, wollen wir zunächst annehmen, daß s und u konstant seien (d. h. wir vernachlässigen zunächst die Kompressibilität) und daß der Dampf den Gasgesetzen folge. Die Gleichung wird dann:

$$(p - \pi_\pi)s + (\pi_{00} - p_0)u = RT \log(\pi_{00}/\pi_\pi), \qquad (2)$$

worin R die Gaskonstante für den Dampf des Lösungsmittels ist. Oder

$$(P_p + p_0 - \pi_\pi)s + (P_p + \pi_{00} - p)u = RT \log(\pi_{00}/\pi_\pi). \qquad (3)$$

Die folgenden speziellen Fälle sind nun von Interesse:

1. Ist P_{π_0} der osmotische Druck, wenn das Lösungsmittel unter dem hydrostatischen Druck π_{00} seines eigenen Dampfes steht, dann wird

$$(P_{\pi_0} + \pi_{00} - \pi_\pi)s = RT \log(\pi_{00}/\pi_\pi). \qquad (4)$$

Diese Gleichung ist identisch mit der van't Hoffschen, nur daß die letztere sich auf molekulare Mengen bezieht, und die Änderung von P und π mit dem hydrostatischen Druck nicht berücksichtigt.

2. Ist P_π der osmotische Druck, wenn die Lösung unter dem hydrostatischen Druck π_π ihres eigenen Dampfes steht, dann wird

$$(P_\pi + \pi_{00} - \pi_\pi)u = RT \log(\pi_{00}/\pi_\pi). \quad (5)$$

Diese Gleichung ist genau identisch mit der von Earl of Berkeley, nur daß dieser den Einfluß des Druckes nicht berücksichtigt.

Der Einfluß des hydrostatischen Druckes der Lösung.

Differentiieren wir Formel (2) in bezug auf p, indem wir die Konzentration (c) und daher den Wert von π_π konstant halten, so erhalten wir

$$\left(\frac{dp_0}{dp}\right)_c = \frac{s}{u}, \text{ oder } \left(\frac{dP}{dp}\right)_c = \frac{u-s}{u}.$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt nicht die Kompression. Wenn wir die genaue Gleichung (1) differentieren, erhalten wir

$$\left(\frac{dP_p}{dp}\right)_c = \frac{u_{p_0} - s_p}{u_{p_0}}, \quad (6)$$

einen Ausdruck der von gleicher Form ist wie der frühere, nur daß die Werte eine präzisere Bedeutung haben. Ähnlich ist der Betrag der Änderung des osmotischen Druckes mit der Änderung des hydrostatischen Druckes des Lösungsmittels gegeben durch

$$\left(\frac{dP_p}{dp_0}\right)_c = \frac{u_{p_0} - s_p}{s_p}. \quad (7)$$

Vergleich des osmotischen Drucks von Lösungen verschiedener Substanzen in dem gleichen Lösungsmittel.

Haben wir mehrere Lösungen verschiedener Substanzen in demselben Lösungsmittel, und ist das reine Lösungsmittel, gegen das sie osmotisch geprüft werden, unter dem Druck seines eigenen Dampfes (π_0), dann zeigt Gleichung (1), daß, wenn die Dampfdrucke der Lösungen (gemessen für einen hydrostatischen Druck der Lösung gleich ihrem eigenen Dampfdruck) gleich sind, die osmotischen Drucke im allgemeinen verschieden sein werden. Denn die Gleichung, die P bestimmt, ist in diesem Fall

$$\int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp, \quad (8)$$

worin $p - \pi_{00} = P_{\pi_0}$, und s für verschiedene Lösungen wesentlich andere Werte annimmt.

Sind aber nicht die Lösungsmittel, sondern sind die Lösungen unter hydrostatischen Drucken gleich ihren eigenen Dampfdrucken, und sind dann diese Dampfdrucke gleich, so werden die Lösungen auch denselben osmotischen Druck haben. Denn Gleichung (1) wird dann

$$\int_{\pi_\pi - P_\pi}^{\pi_{00}} u\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp, \quad (9)$$

und diese beiden Ausdrücke hängen nur von den Eigenschaften des reinen Lösungsmittels und den betreffenden Drucken ab.

Nun läßt es sich aber leicht zeigen, daß diese zweifache Isotonie (für Dampfdruck und für osmotischen Druck) in gleicher Weise für irgendwelche hydrostatischen Drucke der Lösungen gilt, vorausgesetzt, daß die Dampfdrucke für die Lösungen gemessen werden, wenn dieselben unter dem gleichen hydrostatischen Druck stehen. Das kann man leicht an einer Anordnung, wie sie Fig. 2 zeigt, nachweisen.

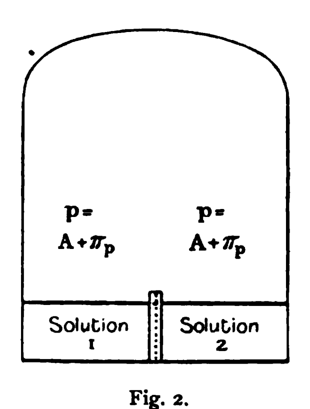


Fig. 2.

Zwei verschiedene Lösungen mit demselben Lösungsmittel sind in einem Gefäß enthalten und voneinander durch eine semipermeable Membran getrennt. Der Raum darüber enthält den Dampf zusammen mit einem inerten Gas vom Druck A. Das Gefäß möge sich irgendwo befinden, wo es der Wirkung der Schwerkraft nicht ausgesetzt ist. Dann ist es klar, daß wenn die osmotischen Drucke gleich, aber die Dampfdrucke verschieden wären, eine Zirkulation entstehen müßte, die das anfängliche osmotische Gleichgewicht umstößt und zwar nach der Richtung, daß die Verschiedenheit der Dampfdrucke und damit ein beständiges Strömen aufrecht erhalten würde; ein solches Perpetuum mobile ist aber unmöglich. Daß dieses Resultat nicht der Gleichung (1) widerspricht, wollen wir unten zeigen; dazu ist es aber notwendig, vorher die Beziehung für die Abhängigkeit der Dampfdrucke von den hydrostatischen Drucken abzuleiten.

Änderung des Dampfdruckes mit dem hydrostatischen Druck.

Eine Näherungsformel für diese Änderung hat J. J. Thomson[1]) abgeleitet. Wir wollen versuchen, für diese Abhängigkeit eine strenge Formel mit Hilfe eines isothermen Kreisprozesses abzuleiten:

Wir nehmen ein großes Volumen V der Lösung mit dem Raum darüber, der ein indifferentes Gas z. B. Luft enthalten mag und schließen dieses Volumen durch einen Kolben ab, der semipermeabel sei, (nur für den Dampf permeabel) und dieser Kolben sei wieder eingeschlossen durch einen vollständig undurchdringlichen Kolben. Auf den semipermeablen Kolben wirkt der Druck A der Luft; auf den undurchdringlichen Kolben dagegen wird nur der Dampfdruck π_p wirken. Das ursprüngliche Volum von Gas und Dampf sei V_A. Wir lassen nun

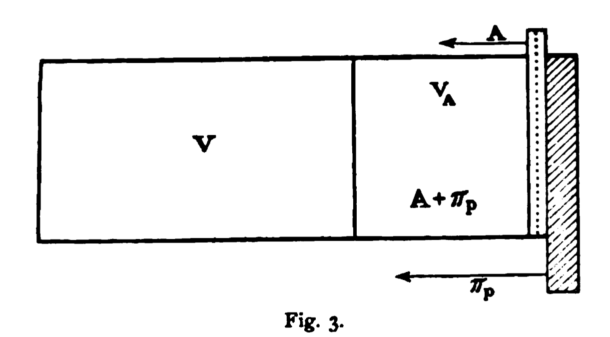


Fig. 3.

1. zunächst 1 g des Lösungsmittels aus der Lösung verdampfen, indem wir den äußeren Kolben fortziehen, während der innere fixiert bleibt; geleistete Arbeit:

$$As_p - \pi_p(v_{\pi_p} - s_p) \text{ oder } - \pi_p v_{\pi_p} + p s_p\,,$$

worin v_{π_p} das spezifische Volum des Dampfes beim Druck π_p ist.

2. Man ändere nun den Gesamtdruck auf $p' = A' + \pi_{p'}$, indem beide Kolben soweit bewegt werden, daß nicht weitere Flüssigkeit verdampft oder sich kondensiert. Die Arbeit, die wir durch den inneren Kolben leisten, ist

$$-\int\limits_{p-\pi_p}^{p'-\pi_{p'}} A d(V - s + V_a),$$

die durch den äußeren ist

$$-\int\limits_{\pi_p}^{\pi_{p'}} \pi d(v + V - s + V_A + V_B),$$

worin V_B ein Volumen ist, das der Tatsache entspricht, daß der Dampf, der zuerst zur Linken des inneren Kolbens war, infolge der Druckänderung vielleicht durch diesen Kolben durchgedrungen ist, da ja die Gesetze der Zusammendrückbarkeit für den Dampf nicht dieselben sind wie für die Luft A.

3. Wir kondensieren nun 1 Gramm des Dampfes, indem wir den äußeren Kolben von rechts nach links bewegen; geleistete Arbeit:

$$\pi_{p'} v_{\pi_{p'}} - p' s_{p'}.$$

4. Stellen wir nun den Anfangszustand des Systems durch entsprechende Bewegung der Kolben wieder her, so leisten wir dabei eine Arbeit von

$$\int\limits_{p-\pi_p}^{p'-\pi_{p'}} A d(V + V_A) + \int\limits_{\pi_p}^{\pi_{p'}} \pi d(V + V_A + V_B),$$

wobei $\int \pi d V_B$ dasselbe bleibt wie zuvor.

Wir haben nun einen vollkommenen Kreisprozeß durchgeführt, die gesamte Arbeit ist null, daher (durch partielle Integration)

$$\int\limits_{p}^{p'} s dp = \int\limits_{\pi_p}^{\pi_{p'}} v dp, \tag{10}$$

und

$$\partial \pi_p / \partial p = s_p / v_{\pi_p}\,.$$

Als die oberen Grenzen der beiden Integrale setzen wir am besten

$$p' = \pi_\pi \text{ und } \pi_{p'} = \pi_\pi\,.$$

Das Resultat gilt für eine Lösung beliebiger Konzentration; für das reine Lösungsmittel wird daher

$$\int\limits_{p_0}^{p_0'} u dp = \int\limits_{\pi_{0 p_0}}^{\pi_{0 p_0'}} v dp \text{ und } \partial \pi_{0_{p_0}} / \partial p_0 = u_{p_0} / v_{\pi_{0 p_0}}. \tag{11}$$

Dieses Resultat ist identisch mit dem von J. J. Thomson[1]) als annähernde Lösung erhaltenen. Als obere Grenze dieser Integrale nehmen wir am besten $p_0' = \pi_{00}$ und $\pi_{0 p_0'} = \pi_{00}$.

Mit Hilfe dieser Gleichungen können wir nun die Gleichung (1) umformen. Wir haben

$$\int\limits_{p}^{\pi} s dp = \int\limits_{\pi_p}^{\pi_\pi} v dp$$

und wenn wir das in Gleichung (1) einsetzen,

$$\int\limits_{\pi_{00}}^{p - P_p} u dp = \int\limits_{\pi_\pi}^{\pi_p} v dp + \int\limits_{\pi_{00}}^{\pi_\pi} v dp = \int\limits_{\pi_{00}}^{\pi_p} v dp. \tag{12}$$

Diese Integrale hängen nur von den Eigenschaften des reinen Lösungsmittels und von den Integrationsgrenzen ab. Wenn für 2 Lösungen, die wir vergleichen, alle Inte-

1) „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry“, S. 171.

1) „Applications of Dynamics“, S. 171.

grationsgrenzen bis auf eine gleich sind, muß die restliche Integrationsgrenze ebenfalls gleich sein, da die Volume positive und eindeutige Funktionen der Drucke sind. D. h. Gleichheit der Werte von π_p bedingt Gleichheit der Werte von P_p, wo p für beide Lösungen gleich ist.[1])

Die Näherungsform der obigen Gleichung ist

$$(P_p - p + \pi_{00})u = RT \log \pi_{00}/\pi_p).$$

Wenn p der Wert ist, für den der hydrostatische Druck des Lösungsmittels π_{00} ist, so ist die linke Seite der Gleichung null, für diesen Fall, dann muß auch $\pi_{00} = \pi_p$. Das ist nur ein spezieller Fall einer allgemeinen Beziehung, die wir nunmehr ableiten wollen.

Setzen wir nämlich den Wert für $\int\limits_{\pi_\pi}^{p} s\,dp$ und für $\int\limits_{\pi_{00}}^{p_0} u\,dp$ in Gleichung (1) ein, so erhalten wir

$$\int\limits_{\pi_\pi}^{\pi_\pi} v\,dp = \int\limits_{\pi_\pi}^{\pi_0} v\,dp + \int\limits_{\pi_{00}}^{\pi_0 p_0} v\,dp \quad \text{oder} \quad \int\limits_{\pi_0 p_0}^{\pi_p} v\,dp = 0,$$

daher

$$\pi_p = \pi_{0 p_0}.$$

Das heißt, wenn eine Lösung im osmotischen Gleichgewicht ist mit dem reinen Lösungsmittel, so ist der Dampfdruck der Lösung gleich dem Dampfdruck des reinen Lösungsmittels, beide gemessen für den tatsächlichen hydrostatischen Druck der betreffenden Flüssigkeit. Daß dies der Fall ist, wird völlig klar, wenn wir uns (Fig. 4) die Lösung und das Lösungsmittel in

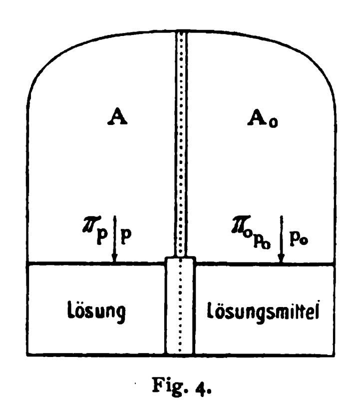


Fig. 4.

ein Gefäß gebracht denken, getrennt durch eine semipermeable Membran. Der Raum darüber sei auch in 2 Teile geteilt durch eine Scheidewand, die zwar für den Dampf des Lösungsmittels, nicht aber für ein indifferentes Gas durchlässig sei. Eine Druckdifferenz $p - p_0 = P_p$ zwischen beiden Seiten wird mit Hilfe eines indifferenten Gases, z. B. Luft, aufrecht erhalten. Dann würde, wenn nicht die Dampfdrucke π_p und $\pi_{0 p_0}$ gleich sind, der Dampf unter fortwährender Verdampfung und Kondensation beständig strömen, so daß das ursprüngliche osmotische Gleichgewicht derart umgestoßen wird, daß die Verschiedenheit der Dampfdrucke und daher das beständige Strömen aufrecht erhalten bliebe; ein solches Perpetuum mobile ist aber unmöglich. Diese Schlußfolgerung zeigt uns, daß die oben abgeleiteten Gleichungen richtig sind.

Wir haben nur den Fall eines nichtflüchtigen gelösten Stoffes behandelt, aber es ist leicht einzusehen, daß die Ableitung auch gilt, wenn der gelöste Stoff flüchtig ist. Dann können wir nämlich annehmen, daß die obere Scheidewand für den Dampf des gelösten Stoffes undurchdringlich ist, und dann gelten wieder die obigen Überlegungen.

Normalbedingungen der Messung.

Welches auch der experimentelle Weg sei, auf welchem der osmotische Druck bestimmt wird, so ist notwendig Normalbedingungen festzulegen, auf die die erhaltenen Werte zum Zweck der Zusammenstellung und Vergleichung zu reduzieren sind, d. h. festzustellen, auf welchen hydrostatischen Druck sie sich beziehen sollen. Wenn osmotische Drucke nach der de Vriesschen Methode verglichen werden (mit Hilfe von vegetabilischen oder animalischen Zellen), wie es ja häufig geschieht, so ist die Lösung nur unter einem geringen Druck. Wenn andererseits die Werte nach der Methode Earl of Berkeley erhalten wurden, so ist es das reine Lösungsmittel, das sich unter einem mäßigen Druck befindet. Die Werte für den osmotischen Druck sind in beiden Fällen im allgemeinen verschieden.

Nun ist es offenbar richtiger, immer entweder auf den Wert, der dem Lösungsmittel unter seinem eigenen Dampfdruck entspricht, oder auf den Wert, welcher der nur unter ihrem eigenen Dampfe stehenden Lösung entspricht, zu reduzieren und man wird das letztere vorziehen. Da nämlich der osmotische Druck eine Eigenschaft der Lösung ist, erscheint es wohl richtig, das reine Lösungsmittel nur in zweiter Linie in Betracht zu ziehen, soweit das nach dem experimentellen Verfahren der Bestimmung des osmotischen Druckes nötig ist. Es könnte vielleicht eingewendet werden, daß, wenn dieses Normale angenommen wird, der Gleichgewichtsdruck des reinen Lösungsmittels, selbst für mäßig konzentrierte Lösungen meistens negativ sein würde, d. h. das Lösungsmittel müßte unter

1) Es kann also Larmors Beweis (Zeitschr. f. Physik. Chemie 60), daß sie auch denselben Gefrierpunkt haben, auf Lösungen von beliebigem hydrostatischen Druck ausgedehnt werden.

Druck erhalten werden. Diese Schwierigkeit verschwindet, wenn wir uns erinnern, daß ein gewisser Betrag von Spannung in Flüssigkeiten praktisch möglich ist, und daß man sich den osmotischen Druck einer starken Lösung immer als gegen den einer schwächeren gemessen vorstellen kann und dann wieder gegen eine schwächere und so fort, bis wir zum reinen Lösungsmittel kommen. Wenn dieses Normale eingehalten wird, so erhalten wir aus Gleichung (1)

$$\int_{\pi_\pi - P_\pi}^{\pi_\infty} u\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_\infty} v\,dp,$$

eine Gleichung, die graphisch auf dem pv-Diagramm des reinen Lösungsmittels wiedergegeben werden kann (Fig. 5).

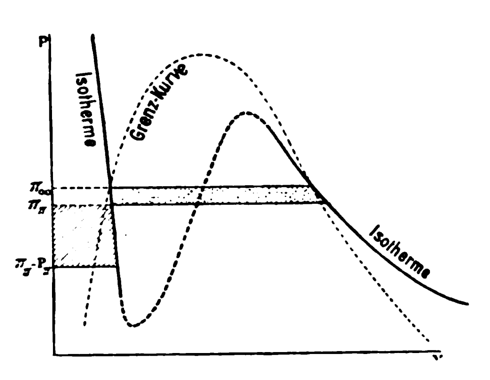


Fig. 5.

Die Gleichung besagt, daß die punktierte Fläche gleich sein muß der schraffierten Fläche; die vertikale Höhe der schraffierten Fläche ist dann der osmotische Druck.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine genaue Gleichung erhalten für den Zusammenhang von osmotischem Druck und Dampfdruck einer Lösung gegebener Konzentration von beliebiger Kompressibilität und beliebigem hydrostatischen Druck.

2. Es wurden exakte Gleichungen erhalten für die Abhängigkeit des osmotischen Drucks und des Dampfdrucks vom hydrostatischen Druck.

3. Es wurde gezeigt, daß, wenn eine Lösung bei irgendeinem Druck durch eine semipermeable Membran hindurch im Gleichgewicht ist mit dem reinen Lösungsmittel, daß dann ihr Dampfdruck gleich ist dem Dampfdruck des Lösungsmittels, beide gemessen für die hydrostatischen Drucke, unter denen die Lösung resp. das Lösungsmittel steht.

4. Es wurde gezeigt, daß, wenn 2 Lösungen bei beliebigem, aber gleichem hydrostatischen Druck isotonisch sind in bezug auf den Dampfdruck, daß sie dann auch isotonisch sind in bezug auf den osmotischen Druck und denselben Gefrierpunkt haben.

(Aus dem Englischen übersetzt von O. Brill.)

(Eingegangen 26. August 1907.)

Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen. I.

Von W. Guertler.

I.

Es ist an anderer Stelle[1]) dargelegt worden, daß sich der spez. elektrische Leitungswiderstand binärer Legierungen in Abhängigkeit von ihrer Konzentration und von der Temperatur folgendermaßen darstellen läßt:

1. Enthalten die Legierungen weder Verbindungen noch Mischkristalle, so läßt sich ihr Widerstand durch eine Raumfigur von der Gestalt der in Fig. 1 links gegebenen darstellen.

Elektr. Leitungswiderstd der binaeren Legierungen.

Fig. 1.

Dort sind auf den drei räumlichen Koordinatenachsen die Volumkonzentration in Prozenten von 0 bis 100 horizontal, die Widerstände vertikal, die Temperaturen normal zur Zeichenebene aufgetragen. Bei konstanter Temperatur ist der Widerstand nahezu linear von der Volumkonzentration abhängig, bei konstanter Konzentration nahezu linear von der Temperatur. Die absoluten Beträge der Zunahme des Widerstandes über ein konstantes Temperaturintervall sind (nahezu) linear abhängig von der Volumkonzentration. Der relative Temperaturkoeffizient ist gleich dem der reinen Metalle konstant. Der Widerstand dieser Legierungen verschwindet beim absoluten Nullpunkt der Temperatur ebenso wie der der reinen Metalle.

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 397—433, 1906; **54**, 58—88, 1907; Zeitschr. f. Elektrochemie **13**, 441—446, 1907.

2. Enthalten die Legierungen zwar keine Verbindungen, wohl aber Mischkristalle, so erfährt die Leitfähigkeit eine außerordentliche Erniedrigung. Zur Veranschaulichung sind in Fig. 2 die Leitfähigkeitskurven einer Reihe von

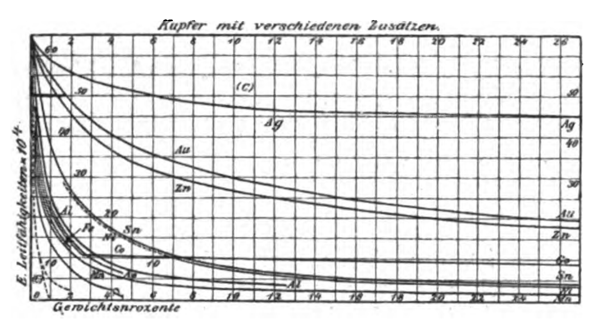


Fig. 2.

Kupferlegierungen mit Gehalten bis zu 27 Proz. des zugesetzten Metalles dargestellt. (Der entsprechende Anstieg des Widerstandes ist nicht ganz so markant ausgeprägt.)

Bei lückenloser Mischbarkeit im kristallisierten Zustande stellt sich der spez. Widerstand in Abhängigkeit von der Konzentration und der Temperatur ungefähr so da, wie Fig. 1 rechts zeigt. Zu dem ursprünglichen Widerstande, wie er auch den mischkristallfreien Legierungen eigen war (er ist kongruent der linken Figur wieder in die rechte eingezeichnet), addiert sich ein zweiter „sekundärer" Mischkristallwiderstand. Dieser ist unabhängig von der Temperatur und bleibt beim absoluten Nullpunkt unvermindert bestehen. Andererseits aber ist er stark abhängig von der Konzentration, verschwindet bei den beiden reinen Komponenten und erreicht bei mittleren Konzentrationen ein Maximum. Der absolute Betrag der Widerstandszunahme über ein gegebenes Temperaturintervall ist bei den mischkristallfreien Legierungen linear abhängig von der Konzentration. Der relative Temperaturkoeffizient ist stark erniedrigt und zwar ist seine Erniedrigung der Widerstandserhöhung, resp. Leitfähigkeitserniedrigung proportional, so daß die Kurven des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration dieselbe Gestalt aufweisen, wie die Leitfähigkeitskurven.

Durch diese beiden einfachsten Regeln sind die Gesetzmäßigkeiten aller anderen komplizierteren Fälle festgelegt. Bei Auftreten einer Lücke in der Mischkristallreihe ergeben sich gewisse Kombinationen der obigen beiden Fälle, bezüglich deren auf die zitierten Abhandlungen verwiesen werden muß. Treten Verbindungen auf, so läßt sich über deren Leitfähigkeit und Temperaturkoeffizienten allerdings nach dem bislang Gegebenen nichts Quantitatives aussagen. Diese Werte können vorläufig nur experimentell festgestellt werden. Sind sie jedoch bekannt, so lassen sich auch auf die ganzen Legierungsreihen, die diese Verbindungen enthalten, obige Regeln anwenden, wenn man die Reihen entsprechend den Konzentrationen der Verbindungen zerteilt und die einzelnen binären Systeme aus je zwei Verbindungen, resp. je einer Verbindung und einer reinen Komponente gesondert betrachtet.

Zur Erhärtung der obigen Sätze war neben zahlreichem experimentellen Material der verschiedensten Autoren auch ein von Matthiessen und Voigt[1]) aufgestelltes Gesetz, über einen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit und ihrem Temperaturkoeffizienten grundlegend herangezogen worden.

Matthiessens Gesetz besagt:

In jeder beliebigen Legierung ist das Verhältnis der tatsächlich beobachteten Leitfähigkeit $\varkappa$ zu der nach der Mischungsregel (aus den Werten der reinen Metalle und ihren relativen Volummengen) berechneten Leitfähigkeit $\varkappa_m$ gleich dem Verhältnis des tatsächlich beobachteten Temperaturkoeffizienten P_a zu dem nach der Mischungsregel berechneten Temperaturkoeffizienten P_{am}. Dies Gesetz läßt sich also ausdrücken durch die Gleichung:

$$\frac{\varkappa}{\varkappa_m} = \frac{P_a}{P_{am}}. \qquad (1)$$

Unter dem Temperaturkoeffizienten P_a versteht Matthiessen die prozentische Abnahme der Leitfähigkeit durch Erhöhung der Temperatur von 0 auf 100° oder des Widerstandes durch Erniedrigung derselben von 100 auf 0°. Er setzt also:

$$\frac{P_a}{100} = \frac{\varkappa_0 - \varkappa_{100}}{\varkappa_0} = \frac{W_{100} - W_0}{W_{100}}. \qquad (2)$$

Bei Abwesenheit von Mischkristallen, in denjenigen Fällen also, wo der spez. Widerstand der Legierungen überhaupt keine außergewöhnlichen Erscheinungen zeigt, sagt dieses Gesetz nur aus, daß der relative Temperaturkoeffizient konstant bleibt, und ist deshalb hier weniger von Bedeutung.

Tritt dagegen der starke sekundäre Widerstand auf, so ist es das Matthiessensche Gesetz, mit dessen Hilfe — worauf auch Liebenow[2]) erneut energisch hinwies — sich über die Gesetze, denen dieser Widerstand unterworfen ist, die allerwertvollsten Schlüsse gewinnen lassen und auch die obigen Regeln zum Teil gewonnen worden sind. Vollends, nachdem es nach den oben zitierten Darlegungen nicht mehr zu bezweifeln ist, daß das Auftreten von Mischkristallen und nur dieses die Ursache des sekundären Widerstandes ist, und bei den

1) Pogg. Ann. **122**, 19, 1864.
2) Liebenow, Zeitschr. f. Elektroch. **4**, 201, 1897.

weitreichenden Folgerungen, die sich daraus für die Theorie der Elektronen und der kristallisierten Lösungen ergeben, dürfte es vielleicht nicht ungerechtfertigt sein, zu dem Gesetze Matthiessens hier noch einiges zu sagen.

Eine Reihe von Ausnahmen, die Matthiessen seinem Gesetze zugestehen zu müssen glaubte, konnte ich an der Hand unserer gegenwärtigen besseren Kenntnis der Konstitution der Metallegierungen als nur scheinbare aufklären und im Gegenteil mit seinem Gesetze in vollkommenen Einklang bringen (Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 75).

Einige andere Ausnahmen scheinen auf Legierungen magnetischer Metalle und magnetische Legierungen unmagnetischer Metalle (Manganlegierungen) beschränkt zu sein, so daß anzunehmen ist, daß hier im Zusammenhang mit der Magnetisierbarkeit neue Erscheinungen auftreten, die die einfacheren Gesetzmäßigkeiten zerstören.

Es bleibt nur als letztes und wichtigstes ein energischer Protest bestehen, den Barus[1]) gegen das Gesetz Matthiessens erhob. Auf diese Kontroverse näher einzugehen, soll der Zweck dieses vorliegenden ersten Aufsatzes sein. In einem nachfolgenden zweiten möchte ich an der Hand einiger eigener Messungen eine Erweiterung des Gesetzes zu geben versuchen.

II.

Barus stellt an Stelle des Gesetzes von Matthiessen ein anderes auf, welches nicht für alle Legierungen gemeinsam, sondern für die Legierungen je eines Metalles mit nicht zu großen Mengen (bis etwa 10 Proz.) beliebiger anderer Metalle gültig sein soll.

Ausgehend von der Gleichung:

$$W = W_0(1 + \alpha t)$$

oder

$$\alpha = \frac{W - W_0}{t \cdot W_0},$$

legt er den Widerstand W und den Temperaturkoeffizienten α seinen Betrachtungen zugrunde.

Er findet, daß seine Messungen an Platinlegierungen, wie die Messungen Matthiessens an Gold-, Silber- und Kupferlegierungen zu einer hyperbolischen Beziehung zwischen W und α führen. Nach Einführung geringfügiger Vereinfachungen lautet die Beziehung in unserer Bezeichnungsweise:

$$W(\alpha + m) = n. \tag{3}$$

Daraus ergibt sich die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von dem Temperaturkoeffizienten linear:

$$\varkappa = \frac{\alpha + m}{n}. \tag{4}$$

1) Barus, Sill. Amer. Journ. Science [3] **36**, 427, 1888.

Die Größen m und n sind Konstanten des jedesmal einer Legierungsgruppe gemeinsamen Ausgangsmetalles.

Dem Gesetze Barus' entsprechen die Meßresultate beider Forscher, dem Gesetze Matthiessens folgen die von diesem gegebenen Daten ebenfalls, während die von Barus gegebenen sich hier nicht zum Vergleich heranziehen lassen. Barus teilt nämlich statt der chemischen Zusammensetzung seiner Legierungen nur deren spezifische Gewichte mit, aus welchen, zumal bei geringer Differenz der spezifischen Gewichte der Komponenten, die Zusammensetzung nicht mit genügender Sicherheit zu ersehen ist. Es ist daher die Berechnung von $\varkappa_m$ und P_m, die für die Anwendung von Matthiessens Formel nötig wäre, nicht möglich.

Der Umstand, daß also die Formeln beider Autoren mit den Meßresultaten, soweit es sich feststellen läßt, übereinstimmen, macht es wahrscheinlich, daß sie sich miteinander in Einklang bringen lassen, was in folgendem versucht werden soll.

Um die Formeln beider Autoren vergleichen zu können, ist es zunächst notwendig, den von beiden in verschiedener Form gegebenen Temperaturkoeffizienten auf gleiche Ausdrucksweise umzuformen. Als diese möge gewählt werden: die prozentische Zunahme P_z des Widerstandes durch Erhöhung der Temperatur von 0 auf 100^0, oder der Leitfähigkeit durch Erniedrigung derselben von 100 auf 0^0, definiert durch die Gleichung:

$$\frac{P_z}{100} = \frac{W_{100} - W_0}{W_0} = \frac{\varkappa - \varkappa_{100}}{\varkappa_{100}}. \tag{5}$$

Dieser Ausdruck ist einerseits dem von Matthiessen gegebenen (Gleichung 2) außerordentlich ähnlich. Vorläufig wollen wir willkürlich in Matthiessens Gleichung (1) den Ausdruck P_a durch P_z ersetzen. Welchen Fehler wir dabei machen, soll weiter unten gezeigt werden.

Andererseits läßt sich aus dem von Barus verwendeten Ausdruck α leicht P_z ableiten. α bedeutet hier den mittleren Temperaturkoeffizienten im Intervall von 0 bis 100^0. Wir erhalten deshalb ohne weiteres

$$W_{100} = W_0(1 + \alpha \cdot 100)$$

und durch Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (5)

$$P_z = \alpha \cdot 10^4.$$

Wir gelangen so zu zwei Gleichungen für die Beziehung zwischen der Leitfähigkeit $\varkappa$ und dem Temperaturkoeffizienten P_z:

nach Matthiessen (modifiziert, entsprechend Gleichung 1):

$$\varkappa = \frac{\varkappa_m}{P_{zm}} P_z \tag{6}$$

nach Barus (entsprechend Gleichung 4):

$$\varkappa = \frac{P_z \cdot 10^4 + m}{n} = \frac{P_z + m \cdot 10^4}{n \cdot 10^4}. \tag{7}$$

III.

Auch diese Gleichungen (6) und (7) sind noch nicht direkt vergleichbar, weil die erste für Spezialfälle gilt, die andere allgemeine Gültigkeit haben soll. Gleichung (6) enthält neben den Konstanten m und n des gemeinsamen Ausgangsmetalles nur eine unabhängige Variable $\varkappa$, während die andere Gleichung keine Konstanten, dafür aber die Variablen P_{zm} und $\varkappa_m$ außer $\varkappa$ enthält.

Eine weitere Annäherung der Formeln werden wir also erzielen können, indem wir in die uneingeschränkte Allgemeingültigkeit der Matthiessenschen Gleichung die von Barus angegebene Einschränkung einführen und untersuchen, welche weitere Annäherung der beiden Formeln sich hierdurch erreichen läßt.

Wir wollen also die vier von Barus seinen Betrachtungen zugrunde gelegten Ausgangsmetalle: Platin, Gold, Silber, Kupfer herausgreifen. Diese vier Metalle wollen wir uns zunächst mit anderen legiert denken, welche gleiche Leitfähigkeit und gleichen Temperaturkoeffizienten besitzen, wie das betreffende Ausgangsmetall selbst. (Diese Voraussetzung ist beispielsweise annähernd verwirklicht durch die Legierungen von Platin mit Palladium und von Kupfer mit Silber.) Dadurch werden in Gleichung (6) $P_{zm} = P_z = \text{const}$, und $\varkappa_m = \varkappa = \text{const}$. Bezeichnet man den Quotienten dieser beiden Konstanten $\frac{P_{zm}}{\varkappa_m}$ mit $n \cdot 10^{4\prime}$, so geht Gleichung (6) über in die Form:

$$\varkappa = \frac{P_z}{n' \cdot 10^4}. \tag{6a}$$

In dieser Form kommt sie der Gleichung (7) schon nahe. Einen Vergleich der Konstanten gibt die Zusammenstellung in Tabelle I. Dort

Tabelle I.

Ausgangsmetall der Legierungen	$\varkappa \cdot 10^2$ reziproke Mikro-ohm	P_z	Konstanten $10^4 . n'$	$10^4 . n$	$10^4 . m$
Platin . . .	8,34	29,6	+355,0	+376,40	+2,548
Gold . . .	50,6	36,9	+ 73,0	+ 72,10	−0,45
Silber . . .	69,1	38,3	+ 55,5	+ 53,80	−1,12
Kupfer . . .	65,3	39,8	+ 60,9	+ 55,10	−3,86

sind für die vier Ausgangsmetalle, die Barus seinen Betrachtungen zugrunde legte, die Werte von $\varkappa$ und P_z angegeben, und die daraus berechnete Konstante n' mit den Konstanten n und m nach Barus zusammengestellt.[1])

Es zeigt sich, daß n und n' einander recht nahe kommen, und ferner, daß m recht kleine Beträge hat, welche als Summanden neben den Beträgen von P_z nur wenig in Betracht kommen. Rechnet man nach beiden Gleichungen für eine Reihe von P_z-Werten die zugehörigen $\varkappa$-Werte aus, so zeigen sich noch deutlicher die engen Beziehungen zwischen beiden Formeln. In Tabelle II sind den Werten, die nach der (modifizierten) Gleichung Matthiessens (Gleichung 6a) und der Gleichung von Barus berechnet sind (dritte und vierte Kolumne) einzelne von Matthiessen gemessene Werte gegenüber-

Tabelle II.

Ausgangs-metall	P_z	$\varkappa$ nach Matthiessen modif.	$\varkappa$ nach Barus	$\varkappa$ beobachtet	P_a	$\varkappa$ nach Matthiessen
Pt	36	10,12	10,04	—	26,5	9,83
	32	9,00	8,98	—	24,2	8,98
	28	7,87	7,92	—	21,9	8,13
	24	6,75	6,86	—	19,4	7,20
	20	5,62	5,80	—	16,7	6,20
	17,6	4,94	5,16	52,9	15,0	5,57
	16,7	4,69	4,93	47,9	14,3	5,30
	16	4,49	4,74	—	13,8	5,12
	13	3,65	3,95	41,8	11,5	4,27
	12	3,37	3,69	—	10,7	3,97
	8	2,25	2,63	—	7,4	2,71
Au	36	49,3	49,3	—	26,5	49,8
	32	43,8	43,8	—	24,2	45,5
	28	38,4	38,2	—	21,9	41,2
	26,5	36,3	36,2	37,4	21,0	39,5
	24	32,9	32,7	—	19,4	36,5
	20	27,4	27,1	—	16,7	31,4
	16	21,9	21,6	—	13,8	25,9
	12	16,4	16,0	—	10,7	20,1
	8	11,0	10,5	—	7,4	13,9
	7,5	10,3	9,8	10,8	7,0	13,2
Ag	36	64,8	64,8	—	26,5	66,0
	32	57,6	57,4	—	24,2	60,3
	28	50,4	49,9	50,0	21,9	54,6
	27,5	49,5	49,0	53,6	21,6	53,8
	24	43,2	42,5	—	19,4	48,3
	20	36,0	35,1	—	16,7	41,6
	16	28,8	27,6	—	13,8	34,4
	12	21,6	20,2	—	10,7	26,7
	8	14,4	12,8	—	7,4	18,4
Cu	36	59,0	58,2	—	26,5	60,7
	34,5	56,6	55,7	59,7	25,7	58,9
	32,5	53,3	52,0	54,9	24,5	56,1
	32	52,5	50,9	—	24,2	55,5
	30,3	49,7	48,0	46,6	23,3	53,4
	28	45,9	43,7	—	21,9	50,2
	24	39,4	36,4	—	19,4	44,5
	20	32,8	29,2	—	16,7	38,2
	16	26,2	21,9	—	13,8	31,6
	12	19,7	14,7	—	10,7	24,5
	8	13,1	7,5	—	7,4	16,9

1) Im Original hat der Wert n für Kupfer einen Druckfehler. Die betr. Zahl enthält eine Null hinter dem Komma zuviel.

gestellt. Hierzu sind solche ausgewählt, welche sich auf Legierungen beziehen, in denen in der Tat die Leitfähigkeitsdifferenz der beiden Komponenten möglichst klein ist: *Pt* mit *Pd*, *Au* mit *Cu*, *Ag* mit *Cu*, *Cu* mit *Ag* (vergl. Barus, l. c., Tabelle I, S. 430).

So liegen denn in der Tat diese Werte den berechneten recht nahe, indem sie sich bald der nach Barus berechneten Zahlenkolumne, bald der nach Matthiessen berechneten näher anzuschließen scheinen. (Von den letzten beiden Kolumnen der Tabelle wird später die Rede sein.) Noch deutlicher geht die enge Übereinstimmung aus der in Fig. 3 gegebenen graphi-

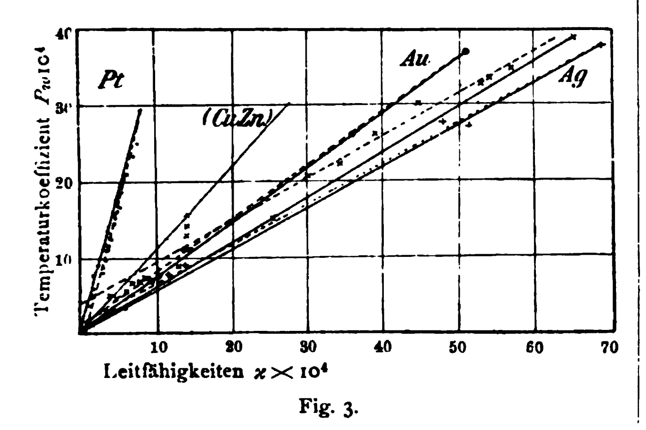


Fig. 3.

schen Darstellung hervor, welche im wesentlichen der Arbeit von Barus entnommen ist. Wir finden in derselben die Meßresultate eingetragen (Platinlegierungen ., Goldlegierungen o, Silberlegierungen +, Kupferlegierungen ><) und die von Barus gegebenen geraden Linien (gestrichelt) wiedergegeben. Endlich sind zum Vergleich die nach Gleichung (6a) konstruierten Geraden (ausgezogen) hinzugefügt.

Die entsprechenden Linienpaare liegen einander recht nahe, nur bei den Kupferlegierungen ist die Abweichung etwas erheblicher.

Auf den ausgezogenen Geraden bewegen sich die x-Werte in ihrer Abhängigkeit von P_z in folgender Weise: dem reinen Metall entspricht der oberste Punkt. Bei Zusatz des zweiten Metalles rücken die Punkte zuerst sehr rasch, später langsamer und langsamer auf der Geraden abwärts gegen den Koordinatenanfangspunkt hin, bleiben zuletzt ohne denselben zu erreichen stehen, kehren um, wachsen mit weiterhin zunehmenden Mengen des zweiten Metalles wieder schneller und schneller an, bis sie den Ausgangspunkt wieder erreichen in dem Moment, wo nur noch das zweite Metall allein vorliegt, dessen x- und P-Wert ja dem des Ausgangsmetalles gleich vorausgesetzt wurde.

IV.

Wir wollen nun wieder die gemachte Voraussetzung fallen lassen, daß das zugesetzte Metall gleiche Leitfähigkeit und gleichen Temperaturkoeffizienten haben soll wie das Ausgangsmetall, und untersuchen: 1. in welchem Sinne, und 2. wie stark die P-Werte von der durch die Gleichung (6a) gegebenen Abhängigkeit von den x-Werten abweichen, wenn beliebige Metalle zu dem Metall zugesetzt werden, ihre Menge jedoch — wie bei Barus vorausgesetzt ist — ein gewisses Maß (etwa 10 Proz.) nicht überschreitet.

Greifen wir also auf die Gleichung (6) zurück, so haben wir wieder die drei Variablen P_m, x_m und x. Bezeichnet p den Prozentgehalt an zugesetztem Metall, x_a und P_{za} die dem Ausgangsmetall zukommenden Werte, Δx und ΔP_z die Differenzen der x- und P_z-Werte der reinen Metalle, so läßt sich Gleichung (6) auch schreiben in der Form:

$$x = \frac{x_a + \frac{p}{100}\Delta x}{P_{za} + \frac{p}{100}\Delta P_z} P_z. \qquad (6b)$$

Da nun ja bei den weitaus meisten Metallen die P_z-Werte nur sehr wenig verschieden voneinander sind, so wird ΔP_a in den meisten Fällen (so bei allen von Barus betrachteten Legierungen) außerordentlich klein und sinkt zur Bedeutung einer Korrektionsgröße von ganz geringem Einfluß herab, die in dieser Betrachtung unberücksichtigt bleiben kann. Nach Einführung einer entsprechenden Vereinfachung erhält daher Gleichung (6b) die Form:

$$x = \frac{x_a + \frac{p}{100}\Delta x}{P_{za}} P_z. \qquad (6c)$$

oder wenn man berücksichtigt, daß

$$\frac{P_{za}}{x_a} = n' \cdot 10^4$$

ist:

$$x = \frac{P_z + \frac{p\, P_z\, \Delta x}{100 x_a}}{n' \cdot 10^4}.$$

Setzt man nun:

$$\frac{p P_z \Delta x}{100 x_a} = m' \cdot 10^4,$$

so hat man:

$$x = \frac{P_z + m' \cdot 10^4}{n' \cdot 10^4},$$

eine Gleichungsform, die mit Gleichung (7) direkt vergleichbar ist. Nur ist m' hiernach nicht eine Konstante, sondern ein variables Korrektionsglied, das von p, P_z und Δx abhängt. Es gibt nach Größe und Vorzeichen

die Abweichungen der einzelnen Messungen an Legierungen zweier ungleich gut leitender Metalle aus den durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchführenden Geraden. Die Abweichung muß um so größer sein, je größer die Leitfähigkeitsdifferenz $\Delta\varkappa$ der legierten Metalle ist, und je höhere Beträge der Zusatz p erreicht. Andererseits nimmt aber P_s stets mit wachsendem Zusatz stark ab und schwächt dadurch die vergrößernde Wirkung des wachsenden Zusatzes stark ab.

Glückt nun der Versuch (so wie ihn Barus unternahm), die Koordinaten aller beobachteten Punkte durch die Gleichung einer gemeinsamen geraden Linie zusammenzufassen — was natürlich nur möglich ist, wenn m' durchweg kleine Beträge behält — so muß die Abweichung dieser Geraden von der durch den Koordinatenanfangspunkt führenden (in Fig. 3 ausgezogenen) Geraden, bei gleichem Vorzeichen aller $\Delta\varkappa$ um so stärker sein, je mehr Legierungen zu ihrer Aufstellung herangezogen sind, je größer in diesen der durchschnittliche Zusatz und die Leitfähigkeitsdifferenz der legierten Metalle ist. Wir finden darum in der Tat die von Barus für die Kupferlegierungen gegebene Gerade am stärksten von der gestrichelten Grenzgeraden abweichen. Das Vorzeichen von m' muß ferner bei geringerer Leitfähigkeit des zugesetzten Metalles negativ, bei größerer positiv sein. Auch das stimmt mit dem tatsächlichen Sachverhalt überein. Wir finden, daß die von Barus gegebene Gerade beim Kupfer, das fast durchweg mit schlechter leitenden Metallen legiert wurde, nach links verschoben erscheint, ebenso bei Silber und Gold, Platin wurde bald mit schlechter leitenden, bald mit besser leitenden Metallen legiert; die Abweichungen lieferten darum in diesem Falle, bald links, bald rechts herausfallend, nach der Methode der kleinsten Quadrate gemeinsam verwertet, eine gerade Linie, welche von der voll ausgezogenen kaum abweicht.

Wir finden somit überall den Sinn der Abweichungen, sowohl der beobachteten Punkte wie der von Barus gegebenen geraden Linien von den Grenzgeraden mit den aus Matthiessens Gesetz hergeleiteten Forderungen im Einklang. Es bleibt nur noch die eine Frage, ob die Beträge von m' allgemein — solange die zugesetzte Menge des zweiten Metalles etwa 10 Proz. nicht überschreitet — so klein bleiben, daß eine Zusammenfassung vieler unzusammenhängender Werte zu einer geraden Linie wirklich möglich erscheint. Um eine Vorstellung davon zu gewinnen, welche Beträge m' erreichen kann, wollen wir einmal als Beispiel die Platinsilberlegierungen betrachten, also die Legierungen derjenigen beiden Metalle unter den in Rede stehenden miteinander, welche die größte Leitfähigkeitsdifferenz $\Delta\varkappa$ besitzen.

Tabelle III.

Vol.-Proz.	$\varkappa_m$	$\varkappa$	P_m	P
100	8,34	8,34	29,6	29,6
98	9,55	5,5	29,8	17,2
95	11,4	4,	30,1	10,54
90	14,4	2,7	20,6	5,74
80	20,5	1,5	31,6	2,31
70	26,5	1,1	32,7	1,36
60	32,6	1,1	33,7	1,14
50	38,7	1,4	34,7	1,25
40	44,8	2,0	35,7	1,59
30	50,9	3,5	36,7	2,52
20	57,0	6,0	37,8	3,98
10	63,04	11,5	38,8	7,08
6	65,47	17,	39,2	10,2
3	67,29	26,	39,5	15,3
1	68,5	48,	39,7	27,8
0	69,1	69,1	39,8	39,8

In Tabelle III finden sich in der ersten Kolumne die Volumkonzentrationen der Legierungen, in der dritten die zugehörige Leitfähigkeit. Sie ergab sich mit einer Genauigkeit bis auf einige Prozent im Anschluß an frühere Darlegungen (l. c., S. 428, Fig 21) teils durch Intrapolation, teils durch ergänzende Heranziehung der Kupferplatinkurve, deren Verlauf sich dem der Silberplatinkurve zweifellos sehr eng anschließt.

In der zweiten und vierten Kolumne finden wir die Werte $\varkappa_m$ und P_m, wie sie sich aus den Werten der beiden reinen Metalle

$(\varkappa_{Ag} = 69,1,\ \varkappa_{Pt} = 8,34,\ P_{Ag} = 38,3,\ P_{Pt} = 29,6)$

nach der Mischungsregel berechnen lassen.

Die sich aus diesen Werten ergebende Kurve ist in Fig. 4 eingetragen. Dieselbe wird durch eine abwärts gekehrte Spitze in zwei Teile zerlegt, welche sich einzeln der Form der geraden Linie und dem Verlauf der gestrichelten Geraden nähern. Diese große Annäherung erklärt sich dadurch, daß sich $P_{ber.}$

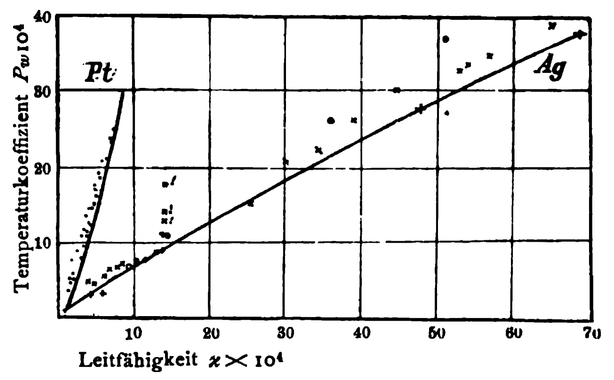


Fig. 4.

und $\varkappa_{ber.}$ bei den ersten geringen Zusätzen noch kaum ändern, während $P_{beob.}$ und $\varkappa_{beob.}$ bereits außerordentlich stark in der Richtung zum Koordinatennullpunkt abfallen.

Bei Wahl zweier beliebiger anderer Metalle müssen nun immer wieder analoge Kurven von gleicher Gestalt und stets geringer Abweichung von den ausgezogenen Geraden sich ergeben. Beispielsweise würden von einer analog konstruierten Kupferplatinkurve die Punkte der Kupferlegierungen (><) sich auch nur sehr wenig entfernen. Nur drei Werte fallen auf, deren Abweichung von der Kupfergeraden erheblich ist; sie sind in Fig. 4 durch Ausrufungszeichen kenntlich gemacht. Sie beziehen sich auf Kupferzinklegierungen, welche 23,6, 29,4 und 42,1 Proz. *Zn* enthalten. Nun wissen wir aber, daß dieselben das Zink nicht in freiem Zustande, sondern in Form der Verbindung *CuZn* enthalten, so daß wir 42,2, 52,5 und 75,3 Proz. *CuZn* als Zusatz zu rechnen haben. Bei Gegenwart von Verbindungen in den Legierungen muß jedes binäre System zwischen je zwei benachbarten Verbindungen (oder einer solchen und der benachbarten reinen Komponente) gesondert betrachtet werden. Jeder Verbindung kommt ebenso wie jedem reinen Metall eine eigene gerade Linie durch den Koordinatennullpunkt zu. Da wir hier also die Verbindung *CuZn* schon im Überschuß haben, dürfen wir die drei Punkte nicht mehr dem Strahle, der dem Kupfer charakteristisch ist, zuteilen, sondern einem anderen, der der Verbindung *CuZn* entsprechen würde und etwa die in Fig. 3 angedeutete Lage haben müßte. Auf diese Weise zeigen sich die P-n-Kurven sehr geeignet, das Auftreten von Verbindungen zu verraten.

Das nahe Zusammenfallen der gestrichelten Kurven und der Platin- und Silberkurve nach Matthiessen erweist deutlich die Möglichkeit, sämtliche Legierungen eines Metalles mit den verschiedensten anderen (doch in nicht zu großer Menge) gemeinsam zu betrachten und eine gemeinsame Gleichung der Abhängigkeit der Größen $\varkappa$ und P_z voneinander aufzustellen. Nur muß die ermittelte Gleichung andere Konstanten enthalten, je mehr Legierungen mit Metallen von stark abweichender Leitfähigkeit in die Berechnung einbezogen sind.

Die von Barus gegebenen Gleichungen bedeuten demnach nur eine rechnerische Vereinfachung für gewisse Gruppen von Legierungen. Diese vereinfachte Bezeichnung liefert bei bekanntem $\varkappa$ eine Näherungsgrenze für den dazu gesuchten P-Wert (oder umgekehrt), welcher sich dieser auch sehr nahe anschließt. Die Konstante n werden wir besser durch $\frac{P_m}{\varkappa_m}$, d. i. den reziproken Quotienten der Leitfähigkeit und ihres Temperaturkoeffizienten, ersetzen, und die kleine Konstante m als nicht dem Ausgangsmetall an sich eigen, sondern abhängig von der Zahl der in Rechnung gezogenen Messungen unberücksichtigt lassen.

Damit sind wir dann aber auch berechtigt, in den von Barus gegebenen Gesetzmäßigkeiten nicht, wie dieser meinte, einen Widerspruch gegen die Resultate Matthiessens, sondern vielmehr eine wertvolle Bestätigung derselben zu erblicken.

V.

Nachdem so gezeigt ist, daß die durch Gleichung (6) ausgedrückte Beziehung sich in vollem Einklang befindet mit der von Barus gegebenen Sonderbeziehung, ist es noch nötig, darauf zurückzukommen, daß auf S. 31 diese Gleichung willkürlich an die Stelle der von Matthiessen gegebenen ähnlichen Gleichung (1) gesetzt worden war, und zu untersuchen, welcher Unterschied zwischen beiden besteht.

Die beiden Gleichungen nochmals zusammengestellt lauten:

$$P_a = \frac{W_{100} - W_0}{W_{100}} \cdot 100,$$

$$P_z = \frac{W_{100} - W_0}{W_0} \cdot 100,$$

daraus ergibt sich zwischen ihnen die Beziehung:

$$P_a = \frac{100 P_z}{100 + P}. \tag{8}$$

Nun hat sich herausgestellt, daß P_z, welches für die reinen Metalle etwa den Wert 37 besitzt, in Mischkristallen schon bei kleinen Konzentrationen des zugesetzten Metalles sofort auf Werte sinkt, die < 1 sind. Dadurch wird nach Gleichung (8) der Unterschied zwischen P_a und P_z auf weniger als 1 Proz. erniedrigt, und dieses ist die Genauigkeit, über die hinaus man vorerst den nicht allzu zahlreichen und häufig sich widersprechenden Meßresultaten nicht vertrauen darf. In Tabelle II sind in den letzten Spalten die in der ersten Spalte gegebenen P_z-Werte in P_a-Werte umgerechnet, und aus diesen die Leitfähigkeiten $\varkappa$ berechnet. Es zeigt sich, daß auch diese Werte nicht so sehr von den nach den anderen Formeln berechneten, sowie von den betrachteten abweichen.

Eine Entscheidung, welcher von beiden Formeln der Vorzug vor der anderen zu geben wäre, ist daher vorläufig nicht zu treffen. Ein Vergleich beider zeigt auch, daß sie sich nur unterscheiden durch die Temperatur, bei der die im Nenner stehende Größe gemessen wurde. Diese ist überhaupt zunächst willkürlich angenommen worden. Statt 100° oder 0° hätte

auch die Temperatur t_1 gewählt sein können, und ebenso auch die Grenztemperatur des dem Zähler zugrunde gelegten Temperaturintervalles die Temperaturen t_2 und t_3. Es erscheint daher empfehlenswert, weder den Ausdruck P_z, noch den Ausdruck P_a, sondern einen allgemeineren Ausdruck

$$\Pi = \frac{\frac{dw}{dt}}{Wt}$$

anzunehmen, welcher von den willkürlichen Temperaturgrenzen frei ist. Man würde damit zu einer allgemeineren und umfassenderen Form des Gesetzes von Matthiessen geführt werden. Hiervon soll in dem nachfolgenden zweiten Teil dieser Abhandlung an der Hand einiger zu diesem Zweck angeführter Messungen die Rede sein.

VI.

Nach Aufhebung des Widerspruchs zwischen den Gleichungen beider Forscher erscheint es noch nötig, auf den Gültigkeitsbereich der nach Barus gegebenen einfacheren Näherungsgleichung einzugehen.

Die von Barus als Ausgangsmetalle gewählten vier Metalle gehören sämtlich zu denen, welche die Fähigkeiten besitzen, mit allen beliebigen anderen Metallen in ausgedehntem Maße Mischkristalle zu bilden (vgl. l. c., S. 427 u. 429). Es fragt sich nun, ob die Gleichung von Barus auch dann gültig bleibt, wenn keine Mischkristalle vorliegen. Da nun in diesem Falle, wie anfangs mitgeteilt ist, sowohl x wie P linear von der Volumkonzentration abhängen, müssen sie auch zueinander in linearer Beziehung stehen. Wegen der Konstanz von P für fast alle Metalle wäre es sogar möglich, die gegenseitige Abhängigkeit der P- und x-Werte für alle mischkristallfreien Legierungen ohne großen Fehler in Fig. 3 gemeinsam durch eine Parallele zur x-Achse mit den laufenden Koordinaten: x beliebig, $P =$ etwa 29 darzustellen. Es würde hier aber nicht möglich sein, aus einem gegebenen P-Werte den x-Wert zu gewinnen. Es würde sich auch keine gerade Linie finden lassen, welche Legierungen desselben Ausgangsmetalles, einerseits mit einem als Mischkristall aufgenommenen, andererseits mit einem frei beigemengten Metall, gleichzeitig genügte. Bei geringer Mischbarkeit im kristallisierten Zustande würden auch die Legierungen einer allgemeinen linearen Gleichung nach Art der von Barus gegebenen nur so lange sich anschließen, als die zugesetzte Menge Metall unter der Sättigungskonzentration des Mischkristalles bliebe.

Hier muß also die von Barus vorgeschlagene Zusammenfassung aller Legierungen mit gemeinsamem Ausgangsmetall eine Einschränkung erfahren: Metalle, die nicht die Fähigkeit haben, mit allen beliebigen anderen Mischkristall, zum wenigsten in ausgedehntem Maße zu bilden, gestatten eine solche Zusammenfassung nicht. Es ist Zufall, daß die von Barus betrachteten vier Metalle gerade zu den stärksten Mischkristallbildnern gehören.

Bei Vorhandensein einer Verbindung in der Legierungsreihe zweier Metalle miteinander kommen die zum ersten Metall zugesetzten Beträge des zweiten Metalles nicht als solche, sondern als prozentischer Gehalt an der betreffenden Verbindung zur Geltung. Der aus Fig. 4 bekannte Knickpunkt wird daher in derartigen Legierungen schon bei verhältnismäßig geringen Zusätzen erreicht und die Kurve nähert sich allmählich einem neuen Strahl durch den Koordinatenanfangspunkt, welcher für die betreffende Verbindung charakteristisch ist (vgl. weiter oben $CuZn$). So wie jedem einzelnen Metall, so kommt auch jeder Metallverbindung ein besonderer Strahl $\frac{x}{P} = C$ zu.

Alles in allem ist somit die von Matthiessen gegebene Gesetzmäßigkeit als die einzig allgemeingültige und exaktere anzusehen, während die von Barus gegebene, nur unter gewissen Vorbehalten gültig, für gewisse Legierungsgruppen vereinfachte Regeln gibt, andererseits aber auch auf eine Darstellungsform hinweist, welche die Existenz oder Nichtexistenz von Mischkristallen und Verbindungen sehr augenfällig deutet.

Wetzlar, im September 1907.

(Eingegangen 31. Oktober 1907)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 79. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU DRESDEN.

E. Wiechert (Göttingen), Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik. (Mit einer Tafel.)

Hochverehrte Anwesende.

Die Ziele der wissenschaftlichen Erdbebenforschung liegen in zwei wesentlich verschiedenen Richtungen. Zunächst will der Geologe die Vorgänge am Erdbebenherd selbst kennen lernen: er fragt nach ihrer Art, nach ihrer Bedeutung für die fortschreitende Umgestaltung der Erdrinde; er will wissen, in welchen Gebieten Erdbeben stattfinden, und



sucht in dem, was heute geschieht, die Richtlinien für die Beurteilung der Vorgänge in der Vergangenheit. — Den Physiker andererseits fesselt die Art der erregten Schwingungen und ihre Ausbreitung durch den Erdkörper; er erwartet Aufschlüsse über die Beschaffenheit des Erdinnern und, indem er bedenkt, daß in den Tiefen Drucke von einer Höhe herrschen, wie sie uns in den Laboratorien auch nicht entfernt zugänglich sind, wird er fragen, ob aus dem Verhalten der Erdbebenwellen sich neue Schlüsse über das Verhalten der Materie bei hohen Drucken ziehen lassen.

Neben den wissenschaftlichen Interessen gehen praktische einher. Man will erfahren, welchen Teilen der Erdoberfläche Gefahren drohen, wie die Bauwerke zu konstruieren sind, um Zerstörungen zu verhüten. Oft wird es wichtig festzustellen, ob tatsächlich eingetretene Schäden auf Erdbeben oder auf andere Ursachen zurückzuführen sind. — Ganz besonders interessiert die Frage, ob sich warnende Vorboten der Erdbeben auffinden lassen.

Es soll heute hier die wissenschaftliche Seite der Erdbebenforschung zur Geltung kommen. Ich selbst spreche als Physiker zu Ihnen und soll auch die Mittel der Forschung in einer kurzen Übersicht darstellen. Herr Kollege Frech wird in einem zweiten Vortrag die geologische Seite des Problems behandeln.

Die Mittel der Forschung sind für den Geologen und den Physiker zwar in manchen Punkten verschieden, aber es besteht doch in den Hauptzügen Übereinstimmung.

Der Geologe wird zunächst danach trachten, an Ort und Stelle die Spuren des Erdbebens im Gelände zu studieren. Doch auch für ihn sind die Wellen von Bedeutung, die vom Herd in die Ferne laufen, denn sie geben Kunde von Erdbeben an Orten, welche sonst nicht oder nur sehr schwierig zugänglich sind, wie unter den Tiefen des Meeres oder in den Wüsten im Innern der Kontinente. Die registrierenden Instrumente bieten die Möglichkeit, auf Stationen im Bereiche der Kultur die Erdbebentätigkeit der ganzen Erde zu überwachen. So ist es verständlich, daß der Geologe immer größere Anforderungen stellt an die Schärfe der Ortsbestimmungen der Herde mittels solcher Registrierungen und an die Abschätzung der Stärke des Bebens. Die Hoffnung geht auch dahin, aus den Einzelheiten der registrierten Abbilder Aufschlüsse über die besondere Art der in weiten Fernen sich abspielenden Beben zu erhalten.

Der Physiker hat noch größeres Interesse an den Einzelheiten der Diagramme. Er muß Periode, Ausmaß und physikalische Art der Erdbebenwellen beachten, wenn er Schlüsse über die Schwingungen der Erdschichten am Herd ziehen will. Er muß mit aller möglichen Schärfe die Registrierungen an verschiedenen Orten vergleichen, wenn er die Ausbreitung der Wellen im Erdinnern und ihren Weg feststellen will.

Die direkten Beobachtungen am Herd liegen nicht im Bereich meines Vortrages. Doch will ich bemerken, daß der Herd in der Regel nicht als ein punktförmiges Zentrum, sondern als eine Störungslinie erscheint: Ein Bruch der Erdrinde in einer Spalte hat stattgefunden. Diese Spalte ließ sich zum Beispiel bei dem kalifornischen Erdbeben, dem im April vorigen Jahres San Francisco zum Opfer fiel, auf eine Strecke von mehreren hundert Kilometern verfolgen. — Vulkanische Ausbrüche sind zuweilen, aber nicht immer mit Erdbeben verbunden, und überhaupt läßt sich ein direkter Zusammenhang zwischen Erdbeben und dem Vulkanismus meist nicht nachweisen. Ich bin geneigt anzunehmen, daß der Hauptteil der Erdbeben jene Umlagerungen und Umwandlungen der Erdrinde begleitet, welche durch die nimmer rastende Tätigkeit des Wassers und der Atmosphäre teils direkt, teils indirekt veranlaßt werden. Daß die Zusammenziehung der Erdschichten infolge der Abkühlung der Erde merklich mitwirkt, worin manche Autoren die Hauptursache der Zerklüftung der Erdrinde erkennen wollen, scheint mir wegen der Geringfügigkeit des Ausmaßes sehr unwahrscheinlich. Dagegen könnte eine indirekte Wirkung der Abkühlung wohl bedeutsam sein, nämlich die Schrumpfung der glutheißen Magmaschichten unterhalb der kalten Außenrinde infolge einer durch die Abkühlung bewirkten Wasserabgabe. Man ist ja sogar geneigt, in dieser Wasserabgabe die Hauptursache für die Entstehung des Weltmeeres zu sehen. — Und mehr noch als die allgemeine Schrumpfung werden sich wohl lokale Störungen der Magmaschicht geltend machen, welche die Auftragung und Abtragung von Erdschichten durch das Wasser und die Luft begleiten oder als Folge der besonderen Verhältnisse an den Meeresküsten sich einstellen.

Die Beobachtung der elastischen Wellen, welche vom Herd in die Ferne laufen, geschieht mit Seismoskopen, Seismometern und Seismographen. Ein Seismoskop ist ein verhältnismäßig primitives Instrument, welches nur die Aufgabe hat, anzuzeigen, daß eine Erschütterung stattfand; allenfalls verlangt man die Angabe des Zeitpunktes des Beginnes. Ein Seismometer soll Einzelheiten über die Größe und den Verlauf des Bebens erkennen lassen. Zum Seismographen wird ein Seismometer, wenn es mittels eines Schreibstiftes oder eines photographierenden Licht-

punktes Aufzeichnungen über den Verlauf der Erderschütterungen macht.

Ein Seismometer entsteht, wenn irgendein Körper recht empfindlich aufgestellt oder aufgehängt wird, und man Vorsorge trifft, daß die durch ein Erdbeben verursachten Bewegungen festgestellt werden können. Die Schwierigkeiten bei der Konstruktion bestehen in dem geringen Ausmaß der Erdbodenbewegungen fern vom Herd; sie werden um so mehr erhöht, eine je stärkere Vergrößerung man in dem Abbild verlangt.

Die vollständige Bestimmung der Erdbodenbewegungen verlangt die Kenntnis von drei Komponenten: zweier horizontaler, etwa der Nord-Süd- und der Ost-West-Komponente, und der vertikalen Komponente. So ergibt sich eine natürliche Scheidung der Seismographen in Horizontal- und in Vertikal-Seismographen.

Die Seismologen pflegen die schwere Masse, deren Relativbewegungen gegen das Gestell durch das Schreibwerk aufgezeichnet werden, die „stationäre Masse" zu nennen. — Bei den Horizontalseismographen sind zur Aufhängung der stationären Masse vornehmlich drei Prinzipien in Gebrauch (Fig. 1): 1. Das Prinzip des vertikalen Pendels. Die stationäre Masse bildet dann den Körper eines gewöhnlichen, herabhängenden Pendels. Je länger das Pendel gemacht wird, um so empfindlicher wird die Aufhängung, denn um so geringer wird die Kraft, welche die stationäre Masse bei Ablenkungen in die Ruhelage zurückführt; man merkt die wachsende Empfindlichkeit an dem Größerwerden der Eigenperiode. — 2. Das Prinzip des Horizontalpendels. Denken Sie sich, um dessen Wesen einzusehen, ein gewöhnliches Pendel mit recht kräftiger zunächst horizontal gelagerter Achse. Nun werde die Achse aufgerichtet. Je steiler man sie stellt, um so geringer wird die Kraft, mit der die Pendelmasse in die Ruhelage zurückgeführt wird, um so größer wird damit auch die Schwingungsperiode. Schließlich, wenn man die Achse hinten überneigt, kann man das Pendel sogar labil machen. In der Praxis der Erdbebenpendel wird die Achse nahezu vertikal gestellt, um die Empfindlichkeit recht hoch zu machen, so daß das Pendel in einer nahezu horizontalen Ebene schwingt; so erklärt sich der Name „Horizontalpendel". 3. Das Prinzip des „umgekehrten Pendels". Hier ist das Pendel sozusagen auf den Kopf gestellt, so daß es zunächst labil ist. Durch passend angebrachte Federn wird es dann stabil gemacht. Indem man die Federkraft reguliert, hat man es in der Hand, die Eigenperiode, also die Empfindlichkeit, mehr oder weniger hoch zu legen.

Bei Vertikalseismographen muß man die stationäre Masse von Federn tragen lassen, um die vertikale Beweglichkeit zu erzielen (Fig. 2). Da man die Federn in der Regel nicht nachgiebig genug machen kann, um den Anforderungen an Empfindlichkeit der Aufhängung zu genügen, so sieht man sich genötigt, irgend einen Kunstgriff anzuwenden, um die Empfindlichkeit zu erhöhen, man muß „astasieren". Das geschieht zum Beispiel, wenn man die stationäre Masse von der Feder nicht direkt, sondern durch Vermittelung eines horizontalen Hebels tragen läßt (Fig. 2). Die Achse des Hebels sitzt dann an einem Ende des Hebels, das andere trägt die stationäre Masse; die Feder greift dazwischen an. Noch mehr und beliebig hoch läßt sich die Empfindlichkeit steigern, wenn der Angriffspunkt der Feder nach unten, unter die Ebene durch Achse und Schwerpunkt gerückt wird (Fig. 2). Es gibt noch eine Reihe anderer Methoden der Astasierung, doch ist es nicht nötig und nicht angänglich, hier näher darauf einzugehen.

Für die Empfindlichkeit des Seismographen ist die Empfindlichkeit der Aufhängung, die sich an der Höhe der Eigenperiode beurteilen läßt, noch nicht allein entscheidend. Offenbar kommt es noch darauf an, in welcher Vergrößerung die Bewegungen der stationären Masse aufgezeichnet werden. Dies hat zur Folge, daß für die Empfindlichkeit eines Seismographen 2 Größen maßgebend sind. Als eine davon können wir die Vergrößerung annehmen, in der der Apparat Erderschütterungen aufzeichnet, die im Verhältnis zu seiner Eigenperiode sehr schnell verlaufen. Ich nenne sie die „Indikatorvergrößerung" und will sie mit V bezeichnen. Bei Erdbodenbewegungen, die langsam gegenüber der Eigenperiode verlaufen, kommt es auch auf diese Eigenperiode an, und zwar ergibt die mathematische Theorie, daß bei sehr langsamen Erdbodenbewegungen die Größe der Aufzeichnungen proportional mit dem Produkt VT^2 ist, wenn T die Eigenperiode kennzeichnet. Statt T^2 kann man auch die Länge L eines mathematischen Pendels nehmen, welches die gleiche Eigenperiode haben würde, denn die Länge eines solchen Pendels ist proportional mit T^2. Es gilt nämlich die Formel:

$$L = \frac{g}{4\pi^2} T^2,$$

in der g die Fallbeschleunigung bedeutet. Als Maß für die Empfindlichkeit bei sehr langsamen Bodenbewegungen hätten wir hiernach auch das Produkt VL. Es bedeutet eine Länge — ich will sie mit I bezeichnen:

$$I = VL$$

und „Indikatorlänge" nennen —, die bei

Horizontalseismographen eine sehr anschauliche Bedeutung hat: Sie gibt die Länge eines einfach herabhängenden Zeigers an, der bei Neigungen des Gestelles eben dieselben Ausschläge geben würde, wie das Seismometer. Demgemäß ist $E = {}^1/_{206\,000}\, I$ der Ausschlag des Instrumentes für eine Bogensekunde Neigung.

Ich möchte hier noch die Bemerkung einschalten, daß ein jedes Horizontalseismometer, wie kompliziert auch immer seine Konstruktion sein mag, sich doch den Erdbodenbewegungen gegenüber gerade so wie ein einfaches Pendel von der Länge L verhält, das einen Zeiger von der Länge I besitzt (Fig. 3). — Sie werden vielleicht fragen, warum man dann die komplizierten Konstruktionen überhaupt anwendet, und nicht stets ein einfaches Pendel als Vorbild nimmt. Darauf ist zu antworten, daß dieses aus praktischen Gründen nicht angeht. Mein Horizontalseismograph mit einer stationären Masse von ca. 1000 kg entspricht in der gewöhnlichen Regulierung einem einfachen Pendel von 36 Meter Länge mit einem Pendelkörper von 1000 kg und einem Zeiger von 7200 Meter Länge. Sie werden leicht begreifen, daß es unmöglich wäre, ein solches Instrument herzustellen und mit ihm zu arbeiten, so einfach auch der zugrunde liegende mathematische Gedanke ist. Das Einfache ist eben nicht in allen Fällen auch das Praktische.

Sind V und T, oder — was auf dasselbe hinausläuft — V und I, oder V und E bekannt, und weiß man wie groß die Reibung im Gehänge und wie groß die Dämpfung der Schwingungen ist, so sind alle Daten beisammen, um aus den Ausschlägen des Instrumentes durch die Rechnung auf die Bewegung des Bodens zu schließen. Der Zusammenhang wird durch eine Differentialgleichung zweiter Ordnung vermittelt. Nach dem Gesagten werden Sie erkennen, daß für sehr schnell verlaufende Bodenbewegungen die Indikatorvergrößerung V, bei sehr langsamem Verlauf die Indikatorlänge I entscheidend ist; dazwischen kommen beide Größen zur Geltung. „Schnell" und „langsam" sind hier gegenüber der Eigenperiode des Instrumentes zu beurteilen. So wird verständlich, daß je nach der Lage der Eigenperiode das Instrument mehr die kleinen Perioden in dem Erdbeben oder mehr die großen bevorzugt. Schwingt das Instrument ungedämpft, und liegt seine Eigenperiode im Bereich der Perioden bei dem Erdbeben, so wird es durch Resonanz besonders stark auf seine Eigenperiode reagieren. Das erhöht zwar unter Umständen sehr seine Empfindlichkeit, ist aber höchst störend, wenn ein klares Urteil über den Verlauf der Erderschütterungen gewünscht wird, denn das übermächtige Auftreten der Eigenperiode läßt nichts anderes deutlich zur Geltung kommen. Die Instrumente, welche zum Studium der Erdbebenwellen dienen sollen, müssen daher eine starke Dämpfung erhalten, wenn man nicht die Periode sehr hoch (1 Minute und darüber) oder sehr niedrig (1 Sekunde und darunter) legen kann, was meist wegen technischer Schwierigkeiten nicht angängig ist.

Ich sagte vorhin, daß die Registrierung der Erdbebenwellen sehr hohe instrumentelle Anforderungen stellt. Dies wird hervortreten, wenn ich nun einige Angaben über die Empfindlichkeit der Instrumente mache, die für den praktischen Gebrauch in Betracht kommen.

Handelt es sich um die Aufzeichnung der großen Weltbeben, so ist eine Neigungsempfindlichkeit $E = 1$ mm für 1 Bogensekunde, entsprechend einer Indikatorlänge I von 200 Meter nur noch in besonderen Fällen hinreichend, man muß $E = 5 - 50$ mm, entsprechend $I = 1000$ bis 10000 Meter erstreben. Eine Indikatorvergrößerung V von nur 10 ist nur noch bei ganz großen oder verhältnismäßig nahen Beben zureichend, man muß 50 oder 100 oder 200 erstreben. In den kleinen Erdbeben, wie sie in Mitteleuropa auftreten, zeigen sich hauptsächlich sehr kurze Perioden (höchstens ein paar Sekunden) und sehr geringe Bewegungen. Will man diese in einigen Hundert Kilometer Entfernung noch registrieren, so findet man, daß selbst eine 200fache Vergrößerung noch wenig befriedigend oder ganz ungenügend ist. Ich habe deshalb in Göttingen für diese Erdbeben noch ein besonderes Instrument aufgestellt, das 2100 mal vergrößert.

Die Erzielung hoher Empfindlichkeit ist bei photographischer Registrierung sehr viel leichter als bei mechanischer, denn die Lichtstrahlen sind und bleiben auch bei der Bewegung schön geradlinig, zeigen keine Trägheit und veranlassen keine Reibung. Daher kommt man mit zierlichen und einfach gebauten Instrumenten aus. So ein photographierendes Horizontalpendel wiegt nur 20—100 Gramm, ist kaum 20 cm lang; es hat ja nur den Hohlspiegel zu tragen, der den Lichtpunkt auf dem photographischen Papier zeichnet. Aber leider ist der photographische Betrieb sehr teuer, so daß er im allgemeinen Spezialfällen vorbehalten bleiben muß. — Bei der mechanischen Registrierung muß man die Vergrößerung durch Hebel erreichen, und hat so mit der Reibung in den Gelenken, am schreibenden Stift und mit dem Trägheitswiderstand der Hebel zu kämpfen. Man sieht sich genötigt, die stationäre Masse groß zu machen, um so größer, je höhere Anforderungen man an die Empfindlichkeit, vor allem an die Indikatorvergrößerung stellt. Im großen und ganzen ist die stationäre Masse etwa proportional mit

dem Quadrat der Indikatorvergrößerung zu wählen. Bei 200 facher Vergrößerung scheint eine Masse von 1000 kg nicht zu hoch, selbst wenn man die Kurven, wie es fast durchweg üblich ist, mit feinen Spitzen in die Rußbedeckung von angeschwalchtem Papier einritzen läßt, was eine nur sehr geringe Reibung — kaum 1 Milligramm — ergibt. Für das 2100 fach vergrößernde Instrument, von dem ich vorhin sprach, wählte ich die Masse so groß, als ich sie im Göttinger Erdbebenhaus irgend unterbringen konnte: 17000 Kilogramm. Sie wird dargestellt durch einen Eisenzylinder von 2 Meter Höhe und 2 Meter Durchmesser, der mit Schwerspat gefüllt ist und als ein gewöhnliches Pendel an ca. 2 Meter langen Eisenstäben hängt. — Sie werden aber begreifen, daß es schon bei kleineren Instrumenten, wo die Masse 100—1000 kg beträgt, sich um recht stattliche Instrumente handelt, und daß es einige Mühe machen wird, die Reibung in den Gelenken genügend herabzusetzen. Dazu kommt, daß es bei der hohen Empfindlichkeit nötig ist, die Apparate mit größter Sorgfalt gegen äußere Störungen zu schützen. Bei den Vertikalinstrumenten tritt zu allem übrigen noch die außerordentliche Temperaturempfindlichkeit der tragenden Federn hinzu. So ist es keineswegs leicht, hochempfindliche Instrumente zu bauen und keineswegs leicht, sie so zu behandeln, daß sie auch wirklich ihre volle Leistungsfähigkeit entfalten können.

Über die Apparate, welche heute hauptsächlich in Gebrauch sind, werde ich sogleich noch einige Worte sagen, zuvor aber will ich von der Organisation der Erdbebenforschung berichten. — Damit die Zeit nicht zu kurz wird, schicke ich schon jetzt diese Mappe herum, die Ihnen getreue Kopien von Erdbebenregistrierungen zeigt. Teils sind es direkte Kontaktkopien, teils Vergrößerungen mittels der Photographie.[1]) Die Originale waren Papierbänder von 90 cm oder 180 cm Länge, zu Ringen zusammengeklebt, auf der Außenseite berußt. Vom Uhrwerk wurden sie vorwärts bewegt und zugleich ein wenig seitlich verschoben, so daß von den Schreibstiften Spirallinien gezeichnet wurden (Fig. 3). Später wurde der Ruß mit Schellacklösung fixiert und der Papierring wieder aufgeschnitten. So sehen Sie nun eine Reihe von Linien nebeneinander; jede bedeutet ein Stück einer der Windungen, die der Schreibstift eingeritzt hatte. Es schließt sich also zeitlich Linie an Linie, gerade so wie die Zeilen in einem Buch. — Die Minutenlänge ist bei den verschiedenen Bildern verschieden, bei dem Bild des Bebens vom 19. März 1906 (Fig. 4) zum Beispiel ca. 1 cm — der Fortschritt um 1 cm längs den Kurven bedeutet also hier jedesmal ein Zeitintervall von 1 Minute, eine Stunde wird durch ca. 60 cm dargestellt. Unten haben Sie Bilder eines rheinischen Bebens (Fig. 5a und 5b), und zwar sowohl von den Instrumenten mit 100—200 facher Vergrößerung, als auch von dem 17000 kg-Pendel. Da werden sie dessen gewaltige Überlegenheit bemerken. Es hat noch sehr detailreiche Aufzeichnungen geliefert, während man in den Linien der anderen Instrumente nur kleine Knötchen als Spuren des Bebens bemerkt. Rechts unten (Fig. 6) sehen Sie die Registrierung der Explosion eines Forts bei Besançon in 600 km Entfernung von Göttingen durch das 17000 kg-Pendel.

Bei den Kurven des 17000 kg-Pendels wird Ihnen auffallen, daß sie zum Teil sehr regelmäßig gewellt sind. Die Ursache sind die Maschinen des städtischen Elektrizitätswerkes Göttingen, deren Erschütterungen trotz der Entfernung von $2^1/_2$ Kilometer noch gut aufgezeichnet werden. Wir sind oben auf dem Hainberg imstande, den Betrieb des Elektrizitätswerkes recht genau zu kontrollieren, wissen, wann Mittagspause war, und welche Maschinen liefen. — Bei photographischer Registrierung lassen sich noch weit empfindlichere Seismometer bauen. Ich habe in Göttingen eines, das 50000 fach vergrößert. Auf dem Sandboden des Kruppschen Schießplatzes bei Meppen zeigte es den Schritt eines Menschen in 100 Meter Entfernung; Wagen wurden noch in mehreren 100 Meter registriert; sogar der Pulsschlag meines Herzens machte sich bemerkbar, wenn ich in der Nähe auf dem Boden lag und mich in etwas unbequemer Lage mit der Hand auf den Boden stützte. — Ob es für ein solches Instrument wohl überhaupt völlige Ruhe auf unserer lieben Erde mit ihren Stürmen, ihren Meereswogen, ihrem Menschengetriebe gibt? Wohl schwerlich! — Noch vor $1^1/_2$ Wochen stand das Instrument auf der Insel Helgoland schön geborgen in den unterirdischen Befestigungen der Insel im Felsen selbst. Da merkte ich bei stiller See und als die Menschen aus der Nachbarschaft entfernt waren, eine Ruhe, die mich ganz wundersam berührte, nachdem ich den Lichtpunkt des Instrumentes auf dem Festland habe tanzen sehen. Aber doch waren fortwährend leichte Bewegungen vorhanden, und hin und wieder zuckte der Lichtpunkt nervös ein wenig hin und her.

Auch die Organisation des Erdbebenbeobachtungsdienstes ist eines der Mittel der Erdbebenforschung. In den verschiedenen Ländern finden wir sehr verschiedene Ver-

1) Bei den hier beigefügten Reproduktionen ist nur das Diagramm des Bebens vom 19. März 1906 in Originalgröße wiedergegeben. Alle anderen Abbilder sind in ca. fünffacher Vergrößerung der Originale dargestellt. — Die Wiedergabe ist recht gut, doch darf man nicht die gleichen Ansprüche wie an photographische Kopien stellen.

hältnisse. Hier gibt der Staat eine feste Organisation, dort wird sie durch eine gelehrte Körperschaft geboten; dann wieder finden wir gar keinen Zusammenschluß, oder staatliche Einrichtungen neben privaten. In Japan z. B. besteht ein staatliches System, in England vereinigt die „British Association for the Advancement of Science" alle Bestrebungen. In Italien gibt es staatliche Stationen, die dem Meteorologischen und Geodynamischen Institut in Rom unterstellt sind, aber auch Stationen, die für sich allein stehen. In Deutschland sind jetzt wohl alle Stationen mit staatlichen Instituten verbunden, doch besteht eine ziemliche Freiheit.

Im ganzen geht überall das Bestreben dahin, die Organisation im Interesse der Forschung straffer zu machen, man schließt sich notgedrungen zusammen. Viele, ja die meisten Probleme der Erdbebenforschung lassen sich eben nur behandeln, wenn die Arbeiten verschiedener Stationen vereinigt werden. So ist klar, daß man zum Beispiel nur so die Ausbreitung der Wellen über die Erdoberfläche im einzelnen verfolgen kann. Dieser Gedanke hat schon in den neunziger Jahren des vorigen Jahrhunderts den Wunsch nach dem Zusammenschluß aller Seismologen rege gemacht. Der deutsche Privatdozent v. Rebeur-Paschwitz gab ihm Ausdruck in einem Aufruf zur Gründung einer internationalen seismologischen Gesellschaft, der dem Geographentag in London 1895 vorgelegt wurde, und den Beifall und die Unterschrift einer großen Zahl von Forschern fand. v. Rebeur-Paschwitz hatte Ende der achtziger Jahre ein photographierendes Horizontalpendel konstruiert, welches an Empfindlichkeit alle damaligen Seismographen weit übertraf; er wies nun in beredten Worten darauf hin, daß ein Netz von Erdbebenstationen auf der Erde die Festlegung des Weges der Erdbebenwellen durch den Erdkörper und damit den Angriff einer Reihe von außerordentlich wichtigen Fragen über die Beschaffenheit des Erdinnern möglich machen würde. — Sein Leben ging leider zu Ende, noch bevor der Aufruf zur Geltung kam; die von ihm angeregte Agitation aber wurde weitergeführt. Ihrer hat sich vor allem mit unermüdlichem Eifer Professor Dr. G. Gerland in Straßburg angenommen. Er erreichte es, daß das Reich und Elsaß-Lothringen gemeinsam in Straßburg eine Hauptstation für Erdbebenforschung gründeten, die bestimmt ist, einen Vereinigungspunkt für die deutsche Forschung und einen Stützpunkt für die internationalen Bestrebungen zu gewähren. Der Straßburger Station ist ein „Kuratorium" beigesellt, welches außer Vertretern der Regierung die Mehrzahl der deutschen Seismologen umfaßt. Alljährlich versammelt es sich in Straßburg, um die Interessen der Straßburger Station, aber auch diejenigen der deutschen Seismologie überhaupt zu beraten und zu vertreten.

Prof. Gerland brachte es mit Unterstützung durch die Reichsbehörden zuwege, daß in Straßburg die beiden ersten internationalen Kongresse für Erdbebenforschung zusammentraten, 1901 und 1903. Hier wurden wissenschaftliche Fragen behandelt, vor allem aber auch die Grundlage für eine internationale seismologische Vereinigung geschaffen. Diese selbst kam im wesentlichen in einer Versammlung von Delegierten der Kulturstaaten in Berlin 1905 zustande. Und zwar ist eine „seismologische Assoziation der Staaten" gegründet worden. Die Staaten verpflichten sich, die seismologische Forschung in den heimatlichen Grenzen zu unterstützen; sie geben für gemeinsame Unternehmungen: Ausrüstung von Stationen, Herstellung von Katalogen, von Kartenwerken usw. recht erhebliche Beiträge, die sich nach der Bevölkerungszahl richten. Deutschland zahlt 3200 Mark jährlich. Für die Ausführung dieser gemeinsamen Arbeiten hat in erster Linie ein „Zentralbureau" der Assoziation zu sorgen, das zurzeit mit der Straßburger deutschen Hauptstation unter Gerlands Leitung verbunden ist. Die Assoziation besitzt eine „Permanente Kommission", bestehend aus Delegierten der Staaten und dem Direktor des Zentralbureaus. Ihre erste Zusammenkunft hat in Rom im Oktober des Jahres 1906 stattgefunden. Die zweite wird am Sonnabend dieser Woche im Haag beginnen; sie nötigt mich, die Naturforscherversammlung noch heute zu verlassen. In Zukunft soll die permanente Kommission in der Regel alle zwei Jahre zusammentreten. Zu den Versammlungen der permanenten Kommission treten „Generalversammlungen", die einen größeren Kreis von eingeladenen Gästen umfassen. Jetzt im Haag wird die erste dieser Generalversammlungen stattfinden.

Sie sehen, daß man in der Seismologie äußerst tatkräftig vorgeht. — Es gibt heute schon ca. 126 Stationen mit registrierenden Erdbebenmessern. Fast die Hälfte davon gehört dem englischen Netz an, das über die ganze Erde ausgedehnt ist. Allen diesen englischen Stationen ist ein Instrument gemeinsam, welches von J. Milne konstruiert wurde. Es stellt ein allerdings ziemlich unempfindliches photographierendes Horizontalpendel vor ($E =$ ca. $2^1/_2$ mm, $V =$ ca. 7) und hat keine Dämpfung; aber es ist sehr leicht zu bedienen und genügt, um bei größeren Erdbeben den Herd mit einiger Annäherung zu lokalisieren. — Vielfach verbreitet sind hochempfindliche photographierende Horizontalpendel, welchen das berühmte Instrument von v. Rebeur-Paschwitz als Vorbild gedient hat. In Italien hat man vertikale

Pendel mit Massen bis zu 500 kg und Übersetzungen bis zu $V = 160$ (Vicentini) gebaut; die Länge der Aufhängung erreicht in Catania 20 Meter. Auch Horizontalpendel mit großer Masse hat man in Italien, z. B. von Cancani. An vielen Orten auf der Erde arbeitet ein mechanisch registrierendes Horizontalpendel, dessen Typ in Japan (Omori) festgestellt wurde; besonders die in Straßburg gegebene Form hat Verbreitung gefunden („Straßburger Schwerpendel"). — Ich selbst habe mich bemüht, Konstruktionen zu suchen, die hohe Empfindlichkeit mit Klarheit der Bilder vereinigen. Mein sogenanntes „Astatisches Pendel", das auf einer ganzen Anzahl von Stationen aufgestellt ist, ist ein umgekehrtes Pendel mit einer stationären Masse von ca. 1000 kg, das eine Luftdämpfung besitzt, ca. 200 mal vergrößert und eine Neigungsempfindlichkeit von ca. 30—40 mm hat. Es ist wohl das empfindlichste mechanisch registrierende Horizontalseismometer, das im Gebrauch ist, abgesehen von dem Göttinger 17000 kg-Pendel. Vertikalseismometer gibt es leider nur sehr wenige. Am verbreitetsten ist ein Instrument von Vicentini, das aber nur geringe Empfindlichkeit besitzt; ein hochempfindliches photographierendes Instrument steht in Jena, ein anderes in Göttingen. Ein hochempfindliches mechanisch registrierendes Vertikalseismometer besitzt jetzt nur Göttingen (stationäre Masse 1300 kg); doch werden nach den Göttinger Vorbildern nun an mehreren Orten Vertikalseismometer aufgestellt. —

Es wird Sie interessieren, zu erfahren, welche Stationen wir zurzeit in Deutschland besitzen; ich will sie aufzählen, vom Südwesten beginnend: Freiburg, Straßburg, Karlsruhe, Stuttgart, München, Darmstadt, Heidelberg, Jena, Leipzig, Plauen, Aachen, Göttingen, Potsdam, Hamburg, Helgoland. Weitere Stationen sind im Entstehen, darunter ist die Breslauer Station fast fertig. — Ganz besonders wichtig ist, daß Deutschland mitten im Stillen Ozean auf den Samoa-Inseln eine Station mit einem hochempfindlichen Horizontalseismometer (stationäre Masse 1000 kg) besitzt: in dem geophysikalischen Observatorium in Apia („Samoa-Observatorium"); in nächster Zeit wird dort auch ein Vertikalseismometer (stationäre Masse 80 kg) aufgestellt werden. Welche Wichtigkeit die Station schon jetzt für die Erdbebenforschung gewonnen hat, werden Sie sogleich erfahren. Ich habe die Freude, einen früheren Observator, Dr. Linke, unter meinen Zuhörern zu sehen.[1]) — Eine weitere Kolonialstation in Dar-es-salam, Ostafrika, wird begründet, vielleicht hat sie in diesem Augenblick ihre Tätigkeit schon aufgenommen. Wir hoffen nicht nur, sondern wir haben auch dank dem Eintreten der Behörden des Reiches die Gewähr, daß noch weitere Stationen außerhalb des Mutterlandes entstehen werden. Besondere Bedeutung wird für das weite Gebiet des erdbebenreichen Stillen Ozeans die Station gewinnen, welche die Marineverwaltung in Kiautschau zu errichten gedenkt. —

Es bleibt mir nun noch meine letzte Aufgabe für heute: Ich habe darüber zu berichten, was man schon jetzt aus den Erdbebenbeobachtungen in physikalischer Hinsicht hat folgern können. Leider bin ich genötigt, mich kurz zu fassen, nur das Wichtigste kann zur Sprache kommen.

Sehen wir zunächst einmal zu, was die Erdbebendiagramme direkt erkennen lassen.

Vor dem Erdbeben schrieb der Indikator des Seismographen ruhig seine gerade Linie. Plötzlich zeigt er eine Ausweichung an: den Beginn des Bebens. Unruhig sind die Bewegungen, Zacken wechseln mit Zacken ab, längere Folgen von Wellen werden aufgezeichnet, meist findet man gleichzeitig kürzere und längere Perioden, 1 Sekunde und darunter, 5 oder 10 Sekunden und darüber. So geht es eine oder mehrere Minuten, bis 10 und darüber, dann setzen, wiederum meist plötzlich, erheblich stärkere Bewegungen ein, in denen meist die längeren Perioden, 10 Sekunden und mehr vorherrschen: Wir hatten zunächst die „Ersten Vorläufer" vor uns, nun sind die „Zweiten Vorläufer" angekommen. Nach einiger Zeit, nach einigen Minuten, oder 10 Minuten und darüber beginnen sich noch längere Perioden von 20, 30 selbst von 60 Sekunden bemerkbar zu machen: es nahen die Hauptwellen. Die Periode in ihnen sinkt rasch auf 10 bis 20 Sekunden, die Ausschläge des Instrumentes nehmen dabei stark zu, bei großen Beben kommt es vielleicht dahin, daß die Schreibstifte heftig gegen die Hemmung schlagen, oder — wenn nicht gut Vorsorge getroffen ist — wohl gar abgeworfen werden. — Dann vermindern sich die Ausschläge allmählich wieder, immer zeitweilig stärker und schwächer werdend, während die Periode ziemlich konstant bleibt. Die letzten Nachläufer sind vielleicht nach Stunden noch bemerkbar. Je ferner der Herd des Bebens war, um so mehr streckt sich das ganze Bild in die Länge, je näher er war, um so schneller folgen die Phasen aufeinander; ganz nahe am Herd, in 500 Kilometer und darunter, lassen sich die zweiten Vorläufer von den Hauptwellen nicht mehr trennen; nur noch die ersten Vorläufer gehen voraus, und diese bei Beben in nächster Nähe nur um Sekunden. — Sie sehen aus dieser Darlegung, daß aus dem Anblick des Diagrammes der Sachkundige sogleich auf die

1) Vergl. diese Zeitschr. 8, 871, 1907.

Entfernung des Bebenherdes schließen kann. Unter günstigen Umständen können wir eine Genauigkeit von 100 Kilometer erreichen und zwar selbst bei Beben in vielen 1000 Kilometern Entfernung.

Die Richtung nach dem Herd ist nicht so leicht festzustellen, wenn die Aufzeichnungen nur von einer Station vorliegen; sobald man aber die Bilder mehrerer Stationen vergleicht, und dabei auf die Eintrittszeiten achtet, oder — wenn die Stationen weit auseinander liegen — auch nur auf die sich ergebenden verschiedenen Entfernungen, so kann man die Lage des Herdes mit großer Schärfe feststellen.

Was bedeuten die verschiedenen Phasen? Zieht man das Vertikalseismometer zu Rat, so zeigt sich, daß die ersten Vorläufer longitudinale, die zweiten Vorläufer transversale Wellen sind. Beachtet man ferner, daß die Zeiten, in denen die Wellen entfernte Stationen erreichen, nicht einfach proportional sind mit der auf der Erdoberfläche gemessenen Entfernung vom Herd, so folgt, daß sowohl die ersten als auch die zweiten Vorläufer sich durch die Tiefen des Erdkörpers ausbreiten. Auch der Vergleich der Aufzeichnungen des Vertikalseismometers mit denen des Horizontalseismometers führt zu demselben Schluß: Es ergibt sich nämlich, daß die Wellen um so mehr „von unten herauf" kommen, je weiter die Station vom Herd entfernt ist.

Ganz anders steht es um die Hauptwellen. Hier ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit längs der Erdoberfläche selbst gemessen in allen Entfernungen vom Herd dieselbe, ebenso das Verhältnis der vertikalen zu den horizontalen Bewegungen. So müssen wir folgern, daß die Hauptwellen wie die Meereswogen längs der Oberfläche laufen. Es gibt zwei verschiedene Arten der Hauptwellen. Bei der einen, die etwas schneller läuft, finden die Schwingungen horizontal statt, quer zur Fortschreitungsrichtung, bei der andern sind vertikale und horizontale Bewegungen vereinigt; die horizontalen Bewegungen geschehen hier in der Fortschreitungsrichtung. Die physikalische Bedeutung der zweiten Art hat Lord Rayleigh festgestellt. Wir haben hier Oberflächenwellen ähnlicher Art vor uns, wie sie z. B. auch bei der Totalreflexion des Lichtes stattfinden. Zur Erklärung der Hauptwellen erster Art, die noch von jedem der Herren aufgefunden wurden, welche die Göttinger Erdbebenkurven bearbeiteten, vermag ich keine andere Annahme zu finden, als daß es sich um reine Transversalwellen handelt, die in einer durch sehr nachgiebiges Magma vom Kern der Erde abgetrennte Rinde sich ausbreiten. Die Eisbedeckung eines Sees müßte ähnliche Wellen zeigen. —

Wir dürfen uns aber das Magma nicht völlig flüssig denken, denn dann könnten die transversalen Wellen der zweiten Vorläufer nicht hindurchgehen, wie sie es nach den soeben dargelegten Erfahrungen tatsächlich tun. Anzunehmen ist nur eine erheblich größere Nachgiebigkeit gegen Formveränderungen als in der darüber liegenden festen Erdrinde. —

Hier erhebt sich die wichtige Frage nach der Tiefe, in der die obere Grenze der Magmaschicht zu suchen ist. Es darf wohl vermutet werden, daß sie an eine Temperatur der Erdschichten gebunden ist, in der wasserhaltige Gesteine weich werden. 1000^0 C mag hierbei wohl ungefähr die Größenordnung angeben. Da die Temperatur in den uns zugänglichen Schichten der Erdrinde nach innen hin auf einen Kilometer um $20—40^0$ C anwächst, ist also auf eine Tiefe von 25—50 Kilometer zu schließen.

Dieser Schätzung haften nun freilich sehr große Unsicherheiten an. In der Tat habe ich sie auch nur einleitend Ihnen vorgeführt, und will nun darauf hinweisen, daß es eine andere Erscheinung gibt, die uns sicherere Grundlagen für ein Urteil über die Dicke der Erdrinde bietet. Es handelt sich um eine Erscheinung, die auch an sich schon unsere besondere Aufmerksamkeit herausfordert: um die Schwingungen in den Erdbebenwellen. In den Erdbebendiagrammen bemerkt man allerdings auch stoßartige Bewegungen, aber im großen und ganzen herrschen doch sehr auffallenderweise Schwingungen von bestimmten Perioden vor. Oft folgen nur wenige Schwingungen aufeinander, manchmal aber viele Hunderte, selbst Tausende. Insbesondere die Hauptwellen bestehen fast immer aus solchen Schwingungen, wobei nach dem Ablauf der kurzen einleitenden Phase mit abnehmender Periode eine bestimmte Periode vorherrscht. Aus dem Auftreten der Schwingungen müssen wir offenbar schließen, daß bei den Erdbeben bestimmte Erdschichten zu Eigenschwingungen angeregt werden, die dann allmählich abklingen. —

Oft werden es oberflächliche Schichten sein, Sandschichten etc., die leicht beweglich sind. Dabei sind kurze Perioden zu erwarten, Perioden von 1 Sekunde und darunter oder von einigen wenigen Sekunden. Neben diesen kürzeren Perioden treten aber auch längere auf, und zwar zeigt sich die merkwürdige Erscheinung, daß in den ganz großen Weltbeben die nach der einleitenden Phase sich einstellende Periode stets nahe gleich groß ist, wo und wann auch das Erdbeben auf der Erde stattfinden mag. Die Periode liegt nämlich etwa in den Grenzen 16 und 20 Sekunden, wobei ein Wert von 17 bis 18 Sekunden am meisten

auftritt. Es liegt hier der Schluß sehr nahe, daß wir es mit der „Grundschwingung" der Erdrinde am Herde zu tun haben.

Bei dieser Grundschwingung gibt es eine einzige „Knotenfläche" in der Erdrinde, das heißt eine einzige Fläche, die in Ruhe bleibt; sie liegt in halber Höhe zwischen der oberen und der unteren Grenze. Im übrigen gehen die Schichten der Erdrinde horizontal hin und her und zwar oberhalb der Knotenfläche jederzeit in entgegengesetzter Richtung wie unterhalb. Die stärksten Bewegungen finden sich an der oberen und der unteren Grenze. — Bei den „Oberschwingungen" müssen 2, 3 und mehr Knotenflächen auftreten; die Periode umfaßt dann $^1/_2$, $^1/_3$ und kleinere Bruchstücke der Periode bei der Grundschwingung. Man findet in den Erdbebenregistrierungen vielfache Anzeichen dafür, daß auch diese Oberschwingungen auftreten. — Die Dicke der Erdrinde bildet bei der Grundschwingung gerade eine halbe Wellenlänge der transversalen Wellen gleicher Periode. Ist also T die Periode, D die Dicke der Erdrinde, $\mathfrak{v}$ die Geschwindigkeit der transversalen Wellen, so muß $D = \mathfrak{v} \cdot T/2$ sein. Nach den Beobachtungen liegt $\mathfrak{v}$ ein wenig unterhalb 4 Kilometer in 1 Sekunde. Die Perioden, welche in den Hauptwellen der Weltbeben, abgesehen von der einleitenden Phase, vorkommen, variieren, wie ich vorhin angab, etwa zwischen 16—20 Sekunden; so hätte denn die Erdrinde in jenen Gegenden der Erde, aus welchen wir die Weltbeben erhalten, eine Dicke zwischen 30 und 40 Kilometer. Wie Sie sehen, sind das Zahlen, die mit unseren Vermutungen auf Grund der Betrachtung der Temperaturverhältnisse vortrefflich zusammenstimmen.

Nun wird freilich zugegeben werden müssen, daß auch die zweite Methode der Schätzung der Dicke der festen Erdrinde keineswegs ohne Bedenken ist. Es darf ja vorläufig nur als eine Vermutung gelten, daß die hohen Perioden in den Hauptwellen der Weltbeben der Grundschwingung der Erdrinde zugehören. Da will ich denn hier die Hoffnung aussprechen, daß es in absehbarer Zeit gelingen wird, wirklich sichere und genaue Schlüsse über die Dicke der Erdrinde sowie überhaupt über ihre Schichtung zu gewinnen. Das wird dann eintreten, wenn unsere Beobachtungen uns ein scharfes Urteil über die Ausbreitung der Erdbebenwellen in der nächsten Nachbarschaft des Herdes erlauben werden. Ich werde sogleich zu berichten haben, wie die Beobachtungen über die Ausbreitung der Erdbebenwellen in großen Fernen vom Herd es schon jetzt ermöglichen, wichtige Schlüsse über die Schichtung der Erde im tiefen Innern zu ziehen: eben dieselben Methoden nun, die sich so schon für große Tiefen bewährt haben, stehen auch zur Verfügung zur Feststellung der Schichtung in der äußeren Erdrinde, — nur fehlt leider das notwendige Beobachtungsmaterial noch ganz. — Bei der hohen Empfindlichkeit, welche dem Seismometer gegeben werden kann, scheint es mir übrigens nicht unmöglich, daß man auch mit Vorteil jene künstlichen Erdbeben wird zu Hilfe nehmen können, welche im Bereich der menschlichen Machtmittel liegen.

Die Hauptwellen bleiben an der Erdoberfläche, die Vorläufer gehen hinab; wollen wir also Aufschlüsse über die Beschaffenheit des tiefen Erdinnern gewinnen, so müssen wir die Vorläufer befragen.

Selbst in den weitesten Entfernungen vom Herd gibt es erste und zweite Vorläufer, also longitudinale und transversale Wellen; hieraus folgt, daß die Erde im Innern nicht nur eine Volumelastizität, sondern auch eine Formelastizität besitzt. Das Erdinnere ist hiernach „fest" und zwar, wie wir erfahren werden, sogar sehr fest. Die Magmaschicht, von der vorhin die Rede war, kann daher nur wenig weit hinabreichen.

Wäre die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Wellen über die Erdoberfläche derart, daß die Laufzeiten vom Herd zu einem fernen Punkt überall einfach dem in der Sehne gemessenen Abstand proportional wären, so dürften wir folgern, daß die Erdbebenstrahlen geradlinige Bahnen verfolgten, daß also ihre Geschwindigkeit im ganzen Innern der Erde konstant wäre. Die Laufzeiten genügen aber nicht dem angegebenen Gesetz — weder für die ersten noch für die zweiten Vorläufer. Es zeigt sich vielmehr, daß die weiteren Entfernungen verhältnismäßig schneller erreicht werden, als die kürzeren: also folgt, daß die Erdbebenwellen in den Tiefen der Erde schneller laufen als an der Oberfläche; hieraus ergibt sich auch, daß ihre Bahnen nicht geradlinig sind, sondern gekrümmt sein müssen.

Die mathematische Behandlung des Problems der Strahlen im Innern der Erde, die von verschiedenen Autoren in Angriff genommen ist, — ich möchte vor allem Rudzki und Benndorf nennen — zeigt, daß aus der Ausbreitung der Wellen auf der Erdoberfläche auf den Weg der Strahlen und ihre Geschwindigkeit im Innern der Erde geschlossen werden kann; Versuche dieser Art sind von Milne, Laska, Benndorf und Oldham gemacht worden. Ich selbst habe eine praktisch sehr bequeme Methode entwickelt, mit der die Konstruktion der Strahlen und die Bestimmung der Geschwindigkeit in den Schichten der Erde leicht vorgenommen werden kann. Dr. Zoeppritz

leitete in Göttingen aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial möglichst zuverlässige Tabellen über die Laufzeiten ab; auf das so gewonnene Beobachtungsmaterial wandten dann Dr. Zoeppritz und ich gemeinsam meine Methode der Strahlenberechnung an. Ich glaube behaupten zu dürfen, daß die so gewonnenen Resultate erheblich genauer sind, als die Abschätzungen der früheren Autoren.

Welches ist nun das Resultat der Rechnungen? Es ergibt sich, daß beide Arten der Vorläufer sich sehr ähnlich verhalten. Für beide wächst die Geschwindigkeit schnell an, wenn wir in die Erde hineingehen. Das geht sehr gleichmäßig so fort, bis eine Tiefe von ca. 1500 Kilometer erreicht ist. Eine besonders hervortretende Zunahme der Geschwindigkeit in ca. 300 km Tiefe, wie sie von Milne und auch Benndorf vermutet wurde, ließ sich nicht entdecken. Bei 1500 km Tiefe hört die Zunahme plötzlich auf. Als ich im vergangenen Winter von den Rechnungen der Königlichen Gesellschaft zu Göttingen Bericht erstattete, konnte aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial für die größeren Tiefen nur geschlossen werden, daß die weitere Änderung gering sei, es schien selbst möglich, daß sie durchweg konstant wäre. Da bekamen wir von Samoa, zunächst von Dr. Linke, dann von seinem Nachfolger Dr. Angenheister Berichte über Erdbeben in naher Nachbarschaft von Samoa und über die Registrierungen dieser Beben in Samoa. Nun konnten Strahlen verfolgt werden, die sehr große Tiefen erreicht haben mußten, Tiefen von ca. 3000 Kilometer unter der Erdoberfläche. Sie werden begreifen, mit welcher Spannung wir danach fragten, wie denn diese Beobachtungen sich unseren bisherigen Resultaten einfügten! Und siehe da: die Übereinstimmung fehlte durchaus! Die Strahlen trafen in Göttingen um ca. 2 Minuten später ein, als wir erwarten mußten. Jede Erklärung durch Beobachtungsfehler war in diesen Fällen vollkommen ausgeschlossen. — Was bedeutete nun der Widerspruch? Ich habe mir recht viel den Kopf darüber zerbrochen. Besonders die Hypothese verfolgte ich, daß die Strahlen vielleicht gar nicht direkt zu uns gekommen seien, sondern, daß sie zum Beispiel an der Unstetigkeitsfläche in 1500 km Tiefe innen reflektiert worden seien. Aber das Vertikalseismometer vernichtete schnell diese und ähnliche Annahmen. Es lehrte klar und deutlich, daß es sich wirklich um direkt gekommene Wellen handele. Also bleibt nun nichts anderes übrig als der offenbar außerordentlich wichtige Schluß, daß unterhalb der Tiefe von 1500 km die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen nach dem Erdmittelpunkt wieder abnimmt. Wir müssen weitere Beobachtungen abwarten, um Genaueres über die Art dieser Abnahme zu erfahren. Vor allem wird es darauf ankommen, die Erdbeben im Gebiet des Stillen Ozeans auf das sorgfältigste zu beachten, denn von dort aus kommen die Erdbeben zu uns nach Europa durch die großen Tiefen der Erde. So haben wir denn auch an der Errichtung von Erdbebenstationen im Gebiet des Stillen Ozeans, die eine genaue Festlegung der dortigen Erdbebenherde und der Eintrittszeiten der Beben gestatten, ein überaus großes Interesse.

Um ein Urteil von den Zahlwerten zu geben, will ich mitteilen, daß die Geschwindigkeit der ersten Vorläufer an der Erdoberfläche ca. 8 km in 1 Sekunde ist. Sie steigt in 1500 km Tiefe auf ca. 13 km in 1 Sekunde, dann geht sie wohl wieder auf etwa 10 km in 1 Sekunde herab. Die Geschwindigkeit der zweiten Vorläufer beträgt an der Erdoberfläche nicht ganz 4 km in 1 Sekunde, steigt in 1500 km Tiefe auf ca. 8 km in 1 Sekunde und fällt dann wohl wieder auf vielleicht 6 km in 1 Sekunde.

Was sagen uns diese Zahlen? Die ersten Vorläufer sind Longitudinalwellen, die zweiten Transversalwellen, beide zusammen lehren uns die elastischen Konstanten des Erdmaterials kennen. Wir gewinnen so ein Urteil über die Kompressibilität der Erdsubstanz. Es zeigt sich, daß diese sehr klein ist, in den Tiefen noch etwa $4^1/_2$ mal kleiner als die Kompressibilität des Stahles unter den Druck- und Temperaturverhältnissen, die uns gewohnt sind. Aus der geringen Kompressibilität ist nun sogleich zu schließen, daß die größere Dichte im tiefen Erdinnern, welche aus der bekannten mittleren Dichte der Erde und der geringen Dichte der Gesteine an der Erdoberfläche gefolgert werden muß, sich nicht, wie man wohl öfters angenommen hat, durch Kompression der Erdsubstanz unter den hohen Drucken im Erdinnern erklären läßt. Es muß vielmehr unbedingt angenommen werden, daß im tiefen Erdinnern Substanzen größeren spezifischen Gewichtes als an der Erdoberfläche liegen. Es liegt gewiß nahe, daran zu denken, daß von dem äußeren Steinmantel, auf dem wir leben, ein Metallkern umschlossen wird. Wir sehen auch sofort, wo seine Grenze zu suchen ist: offenbar in jener Tiefe von 1500 km, wo eine so auffällige Änderung in dem Verhalten der Erdsubstanz gegenüber den Erdbebenwellen sich zeigt.

Damit kommen wir nun zu einem sehr bemerkenswerten Zusammenhang mit Untersuchungen der Massenverteilung im Erdinnern, über die ich der Naturforscherversammlung 1896 in Frankfurt Bericht erstatten durfte, und die dann später in den Schriften der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften veröffentlicht wurden.

Erlauben Sie mir, daß ich hier einer Erinnerung Raum gebe, die mich noch heute lebhaft bewegt. Damals in Frankfurt war die Fülle des Stoffes sehr groß, mein Vortrag in der Fachsitzung kam spät am Abend daran. Die Dunkelheit brach herein. Treu hielten meine Zuhörer stand, während ich mehr und mehr im Halbdunkel meine Entwickelungen durchführte. Noch heute fühle ich tiefe Dankbarkeit, daß ich damals nicht im Stich gelassen wurde, sondern den Bericht über eine Arbeit vollständig geben durfte, die mir besonders teuer war.

Doch nun zur Wissenschaft zurück. Gibt man die Vorstellung der Kompression durch Druck auf, nimmt man eine Trennung der Erdmaterie in einen Metallkern und einen Steinmantel an, so ist die einfachste mathematische Vorstellung jedenfalls die, daß die Dichte sowohl im Steinmantel wie im Metallkern konstant sei. Auf diese Annahmen gründete ich damals meine Berechnungen, und ich zeigte, wie aus den Beobachtungsdaten zu folgern sei, daß der Steinmantel 1300—1600 km dick sein müsse, und daß die Dichte des Metallkernes etwas über 8 liege. Jetzt nun zeigen die Erdbebenbeobachtungen, daß wirklich in ca. 1500 km Tiefe eine Unstetigkeitsfläche liegt. So gewinnt denn die Hypothese der zweiteiligen Erde, bestehend aus Metallkern und Steinmantel, eine mächtige Stütze. Auch die Angabe, daß die Dichte des Metallkerns etwas über 8 liege, gewinnt an Sicherheit und damit die Folgerung, daß es sich in der Hauptsache wohl um einen Eisenkern handeln wird; denn Eisen hat die hier verlangte Dichte und ist ein Hauptbaumaterial unseres Sonnensystems.

Selbstverständlich ist die Annahme der Konstanz der Dichte im Steinmantel und im Metallkern nur als erste Annäherung an die Wirklichkeit aufzufassen. Insbesondere möchte ich darauf hinweisen, daß die Kompression, welche im Metallkern nach innen zu infolge des wachsenden Druckes eintreten muß, schon genügend scheint, um die beobachtete Abnahme der Geschwindigkeit der Erdbebenwellen zu erklären. Man müßte dann die Elastizität als konstant ansehen. Statt dessen wäre es auch denkbar, daß sich nach innen hin Metalle mit anderer Dichte und anderer Elastizität mehr und mehr zu mengen. —

Es sind nun noch vom rein physikalischen Standpunkt aus einige bedeutsame Erwägungen anzuknüpfen.

Aus den elastischen Konstanten im Innern der Erde, wie sie durch die Erdbebenbeobachtungen bekannt werden, kann man auch die Querkontraktion bei Längsdehnungen frei gedachter Stäbe berechnen; man findet für alle heute erreichbaren Tiefen Werte in der Nähe von $^1/_4$ für die sogenannte Poissonsche Konstante, das heißt für das Verhältnis der Querkontraktion zur Dehnung. Diese Zahl wird dem Physiker Erinnerungen an alte Diskussionen erwecken. Sie müßte sich strenge ergeben, wenn die Atome nur mit Zentralkräften ausgestattet wären. Da die Abweichung von $^1/_4$ nicht groß ist, so scheint es, daß die Atome selbst unter den gewaltigen Drucken im Erdinnern, wo schon in 1500 km Tiefe $^1/_2$ Million Atmosphären erreicht wird, sich einigermaßen nahe wie Kugeln verhalten.

Sehr bemerkenswert ist die außerordentlich geringe Kompressibilität und dabei ihre verhältnismäßig geringe Variation im Metallkern. Wären die Atome als starre Kugeln anzusehen, und käme die Elastizität ganz auf Rechnung der durch die Wärmebewegungen aufrecht erhaltenen Zwischenräume, so würden wir wohl die geringe Kompressibilität, nicht aber die geringe Variation im Metallkern erklären können. Es scheint so der Schluß geboten, daß die Elastizität wegen der Wärmebewegungen bei den hohen Drucken im Metallkern ganz zurücktritt gegenüber der Eigenelastizität der Atome, das heißt gegenüber jener Elastizität, die unabhängig von den Wärmebewegungen besteht. Zur Erklärung des Verhaltens der Gase hat man sich ja schon lange genötigt gesehen, eine solche Elastizität anzunehmen. — Die Frage, ob diese Elastizität sich durch einen elastischen Widerstand gegen die Formänderungen erklärt, oder ihre Ursache in Zentralkräften findet, kann hier offen gelassen werden.

Dem Physiker wird auffallen, daß an der Unstetigkeitsgrenze, die als Übergang vom Gestein zum Metall gedeutet wurde, kein Sprung in der Wellengeschwindigkeit selbst gefunden worden ist. Ein Sprung mag ja wohl da sein, ist aber jedenfalls nur klein, da er sich der Beobachtung bisher entzieht. Ein wenig bedenklich gestimmt und der Zukunft die Entscheidung überlassend, möchte ich die Bemerkung wagen, daß vielleicht eine tiefgehende Erklärung zu suchen ist. Vielleicht ist die elastische Widerstandsfähigkeit der verschiedenen Atome im großen und ganzen proportional mit ihrer Masse. Diese Hypothese, für die auch manches andere spricht, und deren weitere Prüfung ich versuchen will, liegt nicht fern, wenn man bedenkt, daß das Atomvolumen selbst ja im großen und ganzen mit der Masse nicht zunimmt. Je schwerer also ein Atom ist, um so mehr Masse ist mit ihm auf einem im großen und ganzen gleichen Raum zusammengedrängt.

Ich bin zum Schluß gekommen. Die mir gestellte Aufgabe dürfte ich als erfüllt ansehen, wenn Ihnen meine Ausführungen gezeigt haben,

daß in hohem Maße bedeutungsvolle Aufgaben der Geophysik und der Physik der Materie mit der Erdbebenforschnng verknüpft sind. Bei der Bearbeitung dieser Fragen stehen wir noch ganz im Anfang, so viele Mühe man auch schon aufgewandt hat; aber machtvoll strebt die ganze Wissenschaft vorwärts, und ein wenig hat die Ernte schon begonnen. Mit Spannung müssen wir erwarten, welche Früchte uns weiter beschert sein werden.

(Eingegangen 7. Dezember 1907.)

REFERATE.

Philippe-A., Guye, Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 im Laboratorium für physikalische Chemie der Universität Genf ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der Gase. — Archives des Sciences physiques et naturelles XXIV. 34—62, Juli 1907.

In der vorliegenden Arbeit gibt der Verfasser ein Résumé über seine zahlreichen Untersuchungen über die Dichten der Gase, die er in den letzten drei Jahren, gemeinsam mit Jaquerod, Pintza, Davila, Gazarian und Baume in den „Comptes Rendus" der Akademie der Wissenschaften zu Paris veröffentlicht hat. Der Verfasser liefert mit diesen Untersuchungen einen weiteren Beitrag zu einem in den letzten Jahren von verschiedenen Forschern (Leduc, Rayleigh, Morley, Gray, Perman und Davis) in Angriff genommenen Problem, zu dem Problem der physiko-chemischen Bestimmung der genauen Molekulargewichte.

Zur Bestimmung von Gasdichten stehen im wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung, die Ballonmethode, deren Details von Regnault festgelegt sind und die volumetrische Methode, die zuerst Morley, gelegentlich der Bestimmung der Dichte des Wasserstoffs, als exakte Methode in Anwendung gebracht hat. Wie die eingehende Diskussion der Resultate des Verfassers wie der der obengenannten Forscher zeigt, liefern die zurzeit gebräuchlichen Methoden Resultate, die auf mindestens $^1/_{10000}$ übereinstimmen; man verwendet dabei Beobachtungen, die unter sich keine größeren Abweichungen als $^3/_{10000}$ oder selbst $^5/_{10000}$ zeigen und nimmt aus einem halben Dutzend derselben das Mittel. Diese Übereinstimmung kann selbst mit solchen Gasen erzielt werden, die sich nur schwierig reinigen und trocknen lassen, z. B. Ammoniak, schweflige Säure, Salzsäure, Stickoxyd.

Man füllt zu diesem Zwecke den Ballon, der vordem mit trockener Luft ausgespült worden ist, mit dem völlig trockenen Gase, dessen Dichte bestimmt werden soll, pumpt ihn alsdann möglichst leer, füllt ihn wiederum mit dem betreffenden Gase und wiederholt so diese Operation mehrere Male. Wie besondere Versuche lehrten, zeigen unter diesen Bedingungen die in Ballons von je 3,5 und 0,5 Liter Inhalt ausgeführten Gasdichtebestimmungen keinerlei Unterschiede, die Oberflächenwirkungen sind somit bei einer Genauigkeit

Gewichte des Normalliters (in gr).

($t = 0^0$; $H = 760$; $h = 0$; $\lambda = 45^0$.)

Gas	I Leduc	II Rayleigh	III Verschiedene	IV Lab. Guye	V Angenommene Werte	VI Dichte bezogen auf Sauerstoff
O_2	(1,4288)	1,42905	1,42900 M 1,42896 Gr	(1,4292) J. P.	1,42900	1,00000
H_2	0,8982	(0,08998)	0,089873 M		0,08987	0,062890
N_2	1,2503	1,2507	1,2507 Gr		1,2507	0,87523
CO	1,2501	1,2504			1,2504	0,87502
NO	(1,3429)		1,3402 Gr	1,3402 G. D.	1,3402	0,93786
Ar		1,7809	1,7808 R			1,2463
CO_2	1,9763	1,9769		1,9789 G. P.	1,9768	1,3833
N_2O	1,9780	1,9777		1,9774 G. P.	1,9777	1,5840
HCl	(1,6407)		1,6397 Gr	1,6398 G. G.	1,6398	1,1475
NH_3	(0,7719)		0,77085 P. D.	0,7708 G. P.	0,7708	0,53940
SO_2	2,9266			2,9266 J. P. 2,9266 B.	2,9266	2,0480
Luft	1,2927	1,2928			1,2928	0,90469

von der Größenordnung $^1/_{10000}$ zu vernachlässigen.

Ganz besondere Sorgfalt hat der Experimentator auf die Reinigung der Gase zu verwenden; es empfiehlt sich hier, das Gas zu verflüssigen und bei niedriger Temperatur zu rektifizieren.

Es ist ferner unerläßlich, die Wahl einer gemeinsamen Einheit zu treffen; anstatt die Dichten auf die eines Vergleichsgases (Sauerstoff oder Luft) zu beziehen, ist es in verschiedener Hinsicht vorteilhafter, direkt das Gewicht des Normalliters zu berechnen, d. h. bei 0^0 ($t = 0^0$) und einem Quecksilberdruck H von 760 mm, bezogen auf das Niveau des Meeres ($h = 0$) und eine Breite von 45^0 ($\lambda = 45^0$). Führt man etwa die Kalibrierung des Ballons bei 0^0 durch, so läßt sich das Volum desselben mit der großen Genauigkeit von $^1/_{30000}$ bestimmen.

In der nachfolgenden Tabelle findet man die für die verschiedenen Gase gefundenen Werte zusammengestellt: die erste Kolonne gibt die aus den Leducschen Versuchen abgeleiteten Werte wieder, die zweite Vertikalreihe die von Rayleigh, die dritte Kolonne die von Morley, Ramsay, Gray, Perman und Davis. In der vierten Vertikalreihe sind die von Guye und seinen Schülern im Genfer Laboratorium gewonnenen Werte enthalten, die fünfte Reihe enthält die zurzeit wahrscheinlichsten Werte für die Dichten der Gase — die Genauigkeit ist von der Größenordnung $^1/_{10000}$ —, während die letzte (VI.) Kolonne die nämlichen Werte wiedergibt, aber umgerechnet auf die Dichte des Sauerstoffs als Einheit.

R. Lucas.

BESPRECHUNGEN.

Rudolf Namias, Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie. I. Band. Photographische Negativprozesse und orthochromatische Photographie. Nach der dritten italienischen Auflage übersetzt von A. Valerio und Dr. C. Stürenburg. gr. 8. VIII u. 406 S. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 8,—.

Die schwierige Aufgabe, dem Laien die Grundbegriffe der Physik und Chemie so weit beizubringen, als es zum Verständnis der photographischen Prozesse notwendig ist, wird in dem vorliegenden Buche mit großem pädagogischen Geschick gelöst. Bei sämtlichen photographischen Operationen von der Herstellung der lichtempfindlichen Platte (in dem vorliegenden ersten Bande) bis zur Fertigstellung des Negativs ist der dabei stattfindende physikalische oder chemische Vorgang eingehend erklärt. Daß ein derartiges Werk manchem erwünscht ist, zeigt das Erscheinen der dritten italienischen Auflage an. Die Auswahl des Stoffes erscheint im allgemeinen zweckmäßig, jedoch hätte z. B. bei der Besprechung der orthochromatischen Photographie auch das neue Lumièresche Stärkekornverfahren erwähnt werden müssen. Zweifellos würde das Werk noch bedeutend gewinnen, wenn der Verf. die Fortschritte der physikalischen Chemie mehr berücksichtigte und beispielsweise die häufige Verwechslung von Reaktionsgeschwindigkeit und chemischem Gleichgewicht vermiede. Wie unklar die theoretischen Vorstellungen des Verf. sind, beweist der folgende Satz (S. 382): „Dieses ist hauptsächlich dem Umstande zuzuschreiben, daß das physikalische Agens Licht im Gegensatze zu den beiden anderen Agenzien Wärme und Elektrizität die Körper wohl zersetzen kann, aber nicht die Eigenschaft besitzt, die Zersetzungsprodukte auszuscheiden oder vollkommen zu trennen, wie es die beiden anderen tun."

Riesenfeld.

Tagesereignisse.

Für den Neubau eines physikalischen Instituts an der Universität Rostock bewilligten die meklenburgischen Stände einen Beitrag von 200000 Mark.

Der ord. Professor der Physik Geh. Reg.-Rat Dr. W. Hittorf überwies der Universität Münster i. W. zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Studiums ein Kapital von 25000 Mark als Geschenk.

Die Akademie der Wissenschaften in Wien bewilligte in ihrer Sitzung vom 28. November 1907 aus dem Legat Scholz für die Herausgabe der Schriften Ludwig Boltzmanns 1000 Mark.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

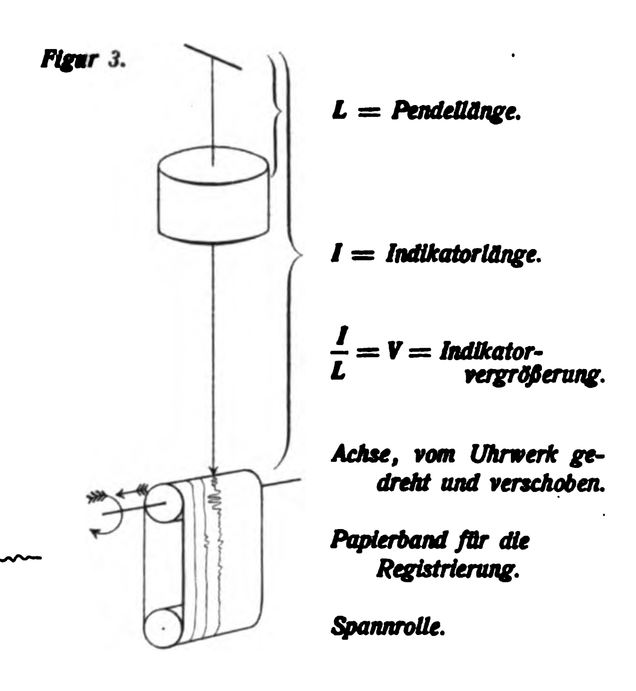
Habilitiert: An der Universität in München Dr. P. Koch für Physik, an der Technischen Hochschule zu Danzig Dr. W. Plato für Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Rudolf Dietz zum a. o. Professor, zum ord. Professor der organischen Chemie am Collège de France (und Nachfolger von M. Berthelot) in Paris Professor Emile Jungfleisch und zum Direktor der Sternwarte (und Nachfolger von M. Loewy) in Paris Professor Guillaume Bigourdan.

Berufen: Der o. Professor der Physik an der Universität Königsberg (Pr.) Dr. G. C. Schmidt, zum o. Professor und Leiter des physikalischen Instituts an der Universität Münste i. W.

Gestorben: Der Chancellor der Universität Glasgow, früher ord. Professor der Physik daselbst, R. H. Lord Kelvin (William Thomson), der Direktor des Observatoriums von Meudon bei Paris Jules Janssen, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Prag, Dr. Otto Gras.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Zeitkorrektur + 32s.

Schema der Horizontalseismographen.

$6^{h}{}_{11}{}^{m}$

000fach. Greenwich-Zeit. Zeitkorrektion — 40s.

Figur 6.

Forts bei Besançon;
tember 1906.

N.

O.

V. m 51 s

-Süd-Komponente. Indikator-
Vergrößerung der Reproduktion
vergrößerung ca. 10000fach.
eit wächst von links nach rechts.
deutet ca. 5 Millimeter.

E.W

Lith. Anst. Julius Klinkhardt Leipzig

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 3 am 20. Januar 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Wien, Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 49.

J. Zenneck, Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie. S. 50.

E. Sarasin u. Th. Tommasina, Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität. S. 53.

W. W. Coblentz, Ultrarote Emissionsspektren. S. 60.

W. W. Coblentz, Strahlung bei Zimmertemperatur. S. 64.

A. Wigand, Zum Gesetze von Dulong und Petit. S. 66.

E. Meyer, Untersuchungen über Härteprüfung und Härte. S. 66.

J. E. Petavel, Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke. S. 74.

Besprechungen:

H. Bouasse, Die physikalischen Grundlagen der Musik. S. 77.

G. Mercator, Das Arbeiten mit modernen Flachfilmpackungen. S. 77.

O. Diels, Einführung in die organische Chemie. S. 78.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 78.

W. Abendroth, Leitfaden der Physik. II. S. 78.

L. Zehnder, Grundriß der Physik. S. 78.

Die Kultur der Gegenwart. I. 6. S. 79.

Tagesereignisse. S. 80.

Personalien. S. 80.

Gesuche. S. 80.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Max Wien.

Vor einiger Zeit habe ich in dieser Zeitschrift[1]) eine eigentümliche Art gekoppelter Schwingungen beschrieben, die in zwei eng gekoppelten Systemen entstehen, wenn der Primärkreis durch eine sehr kurze zischende Funkenstrecke erregt wird. Die beiden der Theorie entsprechenden Koppelungswellen waren nur schwach ausgebildet, dafür trat zwischen ihnen eine dritte wenig gedämpfte Schwingung hervor, deren Schwingungszahl derjenigen des ungekoppelten Sekundärsystems entsprach. Als Ursache dieser Erscheinung gab ich an, daß der Widerstand der sehr kurzen Funkenstrecke während der Entladung sehr schnell zunimmt, so daß das Sekundärsystem als ungekoppeltes System mit eigener Schwingungszahl und Dämpfung weiterschwingt. Schließlich sprach ich die Hoffnung aus, daß sich auf diese Weise vielleicht sehr schwach gedämpfte elektrische Schwingungen erzielen lassen würden.

Versuche mit derartigen Zischfunken in Luft und Öl oder an Stelle dieser mit Geißlerschen Röhren unter verschiedenem Druck mit verschiedenen Elektroden und Gasen ergaben wohl oft recht gute Resultate, jedoch keine genügende Konstanz für Meßzwecke, auf die es mir in erster Linie ankam.

Ich ging darauf wieder zu den gewöhnlichen größeren Luft-Funkenstrecken zurück und versuchte in der Weise schwachgedämpfte Schwingungen durch Stoßerregung zu erzeugen, daß ich ein stark gedämpftes Primärsystem mit Funkenstrecke in loser Koppelung auf ein schwach gedämpftes Sekundärsystem wirken ließ. Das Dekrement $\mathfrak{d}_2$ der in dieser Weise erregten Schwingung des Sekundärsystems ist der Theorie nach[1]) nicht gleich dem Dekrement $\mathfrak{d}_{02}$ des ungekoppelten Sekundärsystems, sondern größer und zwar

$$= \mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}},$$

worin k der Koppelungskoeffizient zwischen Primär- und Sekundärsystem ist.

Um das störende zweite Glied zum Verschwinden zu bringen, machte ich die Dämpfung des Primärkreises sehr groß, die Koppelung sehr lose. Die auf das Sekundärsystem übertragene Energie war dabei naturgemäß klein, ich mußte daher große Kapazitäten und Funkenstrecken im Primärkreis anwenden.

Im Verlauf der Versuche stellte es sich jedoch bald heraus, daß diese Vorsicht, was die Koppelung anbetrifft, nicht notwendig ist. Man kann die Koppelung verhältnismäßig sehr eng machen, so eng, daß etwa der Punkt erreicht wird, wo der Theorie nach zwei Koppelungsschwingungen mit verschiedenen Frequenzen hätten entstehen müssen ($2\pi k = \mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}$), ja noch darüber hinaus, ohne daß die — in bekannter Weise mit einem Meßkreis aufgenommene — steile Resonanzkurve des Sekundärsystems sich merklich ändert.

1) Diese Zeitschr. **7**, 871, 1906.

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897

Diese Abweichung von der Theorie beruht auch hier auf dem schnellen Anwachsen des Funkenwiderstandes während der Entladung, welcher zur Folge hat, daß nach sehr kurzer Zeit der Primärkreis als offen zu betrachten ist, und das Sekundärsystem für sich allein weiter schwingt. Das Anwachsen des Widerstandes erfolgt allerdings hier nicht so schnell, wie bei den Zischfunken, daher darf auch die Koppelung hier nicht so eng sein wie dort.

Eine notwendige Bedingung für das reine Auftreten der Erscheinung ist es jedoch, daß das Dekrement des Primärsystems groß ist gegen das des sekundären Systems (mindestens etwa 10 mal so groß). Bei kleinerem Verhältnis wird die Resonanzkurve flacher.

Auf diese Weise habe ich elektrische Schwingungen in Systemen mit Luftkondensatoren erzielt, deren Dekrement bis zu 0,006 herunterging; dasselbe hing merklich nur noch von dem effektiven Widerstand der Selbstinduktionsspulen ab und könnte bei geeigneter Form derselben wohl noch verkleinert werden.

Die Messung des Dekrementes ist bei diesen Schwingungen eine recht präzise, da man sich die günstigste Funkenlänge, Kondensatorgröße usw. im Primärkreis beliebig auswählen kann, bei der alles am regelmäßigsten funktioniert. Es gelang, Dekremente von der Größenordnung 0,01 mit Sicherheit auf 1 % zu messen. Da der Funke eliminiert ist, so können auf diese Weise die übrigen Dämpfungsursachen (Skineffekt, Energieverlust im Dielektrikum, Strahlung usw.) sehr viel genauer untersucht werden als bisher.

Die enge Koppelung gestattet, verhältnismäßig große Energiemengen auf das Sekundärsystem zu übertragen; damit ist im Prinzip die Aufgabe gelöst, die stark gedämpften Schwingungen des Primärkreises ohne allzu großen Energieverlust in schwach gedämpfte Schwingungen des Sekundärsystems zu transformieren. Der Vorteil hiervon für die drahtlose Telegraphie liegt auf der Hand: durch lose Koppelung einer Antenne mit dem Sekundärsystem können viel schwächer gedämpfte Wellen zur Ausstrahlung gelangen, als es bisher bei Funkenerregung möglich erschien.

Ein ausführlicher Bericht soll demnächst in den Annalen der Physik erscheinen.

Physik. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig, 21. Dezember 1907.

(Eingegangen 21. Dezember 1907.)

Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie.

Von J. Zenneck.

Bei seinen transatlantischen Stationen verwendet Marconi bekanntlich Antennen für gerichtete Telegraphie, die aus einem langen horizontalen und einem kurzen vertikalen Teil bestehen, in der einfachsten Form also die Gestalt von Fig. 1 (AGH) haben würden. Über die Wirkung dieser Antennen hat Marconi schon vor längerer Zeit[1]) berichtet: als Senderantennen schicken sie besonders kräftige Wellen aus in der Richtung AC (Fig. 1), besonders schwache

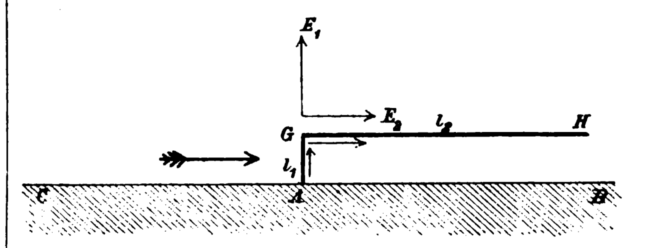


Fig. 1.

in der Richtung AB, als Empfangsantennen werden sie besonders stark erregt durch Wellen, welche die Fortpflanzungsrichtung AB (gefiederter Pfeil von Fig. 1) besitzen, besonders schwach durch Wellen von entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung.

Zweck des Folgenden ist, für die Wirkung dieser Antennen als Empfangsantennen[2]) eine wenigstens qualitative Erklärung zu geben.

1.

Die Voraussetzungen dieser Erklärung sind die folgenden:

a) In großer Entfernung vom Sender ist das elektrische Feld der Senderwellen im allgemeinen ein gegen die Vertikale geneigtes Wechselfeld mit mehr oder weniger starker Drehfeldkomponente. D. h. außer der vertikalen Komponente E_1 (Fig. 2) der elektrischen Feldintensität ist noch eine merkliche horizontale Komponente E_2 (Fig. 2) vorhanden. Beide Komponenten sind im allgemeinen nicht phasengleich, die Phasenverschiebung zwischen beiden ist aber stets kleiner als 45°, wenn man E_1 und E_2 in der Richtung der Pfeile von Fig. 2 als positiv rechnet.[3])

1) G. Marconi, Proc. Royal Soc. **77**, 413, 1906; Electrician **57**, 100, 1906.

2) Auf die Wirkung dieser Antennen als Senderantennen gehe ich nicht ein, da Herr L. Mandelstam über die Wirkung der verschiedenen Senderanordnungen für gerichtete Telegraphie im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie nächstdem zusammenfassend berichten wird.

3) Vgl. K. Uller (Diss., Rostock 1904) und J. Zenneck (Ann. Phys. **23**, 846, 1907). In der letzteren Arbeit ist Rich-

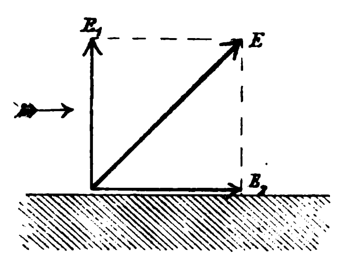


Fig. 2.

b) Die Empfangsantenne soll auf die Senderschwingungen und damit auf die Wechselzahl der Senderwelle abgestimmt sein. Es ist dann die Form der durch die Wellen erregten Schwingung identisch mit den Eigenschwingungen der Antenne.

c) Befindet sich ein abgestimmter linearer Resonator wie die Empfangsantenne von Fig. 1 im elektrischen Feld einer Welle, so ist die Amplitude der im Resonator erregten Schwingung proportional der Amplitude von

$$\Phi = \int F(l) \frac{\partial E_1}{\partial t} \cdot dl.^{1)} \qquad (1)$$

Darin bedeutet dl ein Element des linearen Resonators, E die elektrische Feldintensität der Welle an der Stelle dieses Elements, E_1 ihre Komponente in der Richtung von dl, und die Funktion $F(l)$ ist dadurch bestimmt, daß bei den Eigenschwingungen des linearen Resonators die Stromamplitude i_0 an der Stelle l zur Stromamplitude $\mathfrak{J}_0$ im Strombauch in der Beziehung steht:

$$i_0 = \mathfrak{J}_0 F(l).$$

Das Integral ist über sämtliche stromführende Elemente des Resonators auszudehnen.

2.

a) Es möge vorerst der einfachste Fall angenommen werden: das Feld der Senderwelle an der Erdoberfläche sei ein reines, gegen die Vertikale geneigtes Wechselfeld, d. h. E_1 und E_2 gleichphasig. Ferner soll vorerst nur auf die Wirkung des Feldes in der Luft Rücksicht genommen werden (vergl. c).

Die Antenne möge sich in der Stellung Fig. 1 befinden. Dann ist das Integral Φ, das nach 1 c für die Amplitude der erregten Schwingung maßgebend ist, von der Form

$$\Phi = \int_A^G F(l) \cdot \frac{\partial E_1}{\partial t} \cdot dl + \int_G^H F(l) \cdot \frac{\partial E_2}{\partial t} dl. \quad (2)$$

Versteht man unter l den Abstand eines Punktes von dem Endpunkte H des Resonators, ist ferner l_1 die Länge des vertikalen, l_2 diejenige des horizontalen Teils, so kann man setzen:

$$F(l) = \sin \frac{2\pi l}{\lambda},$$

$$E_1 = E_{10} \cdot \sin \omega t,$$

$$E_2 = E_{20} \cdot \sin \left[\omega t - \frac{2\pi(l_2 - l)}{\lambda}\right].$$

Führt man diese Ausdrücke in denjenigen für Φ ein, so bekommt man ein Resultat der Form:

$$\Phi = a E_{10} \cdot \cos \omega t + b E_{20} \cdot \cos(\omega t - \alpha) \quad (3)$$

Darin sind a und b unter den Bedingungen der Aufgabe positive Konstante und α ist ein Winkel zwischen 0 und 90°. Das Vektordiagramm, welches die Amplitude von Φ, auf die es ankommt, liefert, ist demnach dasjenige von Fig. 3.

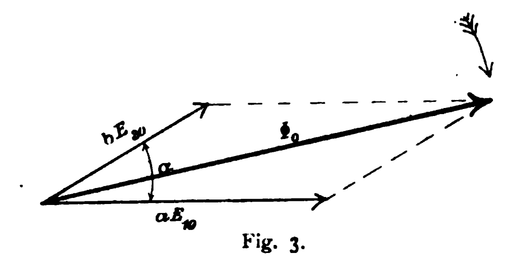


Fig. 3.

Dreht man die Empfangsantenne um 180° in die Stellung von Fig 4, so bekommt man für diese Stellung statt Gl. (1)

$$\Phi = \int_A^G F(l) \cdot \frac{\partial E_1}{\partial t} dl - \int_G^H F(l) \frac{\partial E_2}{\partial t} \cdot dl, \quad (2')$$

außerdem ist jetzt:

$$E_2 = E_{20} \left[\sin \omega t + \frac{2\pi(l_2 - l)}{\lambda}\right]$$

und das Resultat

$$\Phi = a E_{10} \cdot \cos \omega t - b E_{20} \cdot \cos(\omega t + \alpha), \quad (4)$$

das Vektordiagramm also von der Form Fig. 5.

Bedenkt man, daß in den Vektordiagrammen Fig. 3 und 5 der Vektor aE_{10} die Wirkung der Senderwelle auf den vertikalen Teil der Antenne ausdrückt, der Vektor bE_{20} die Wirkung auf den horizontalen, so kann man dem Resultat die folgende Deutung geben: die Wirkung der Welle auf den vertikalen Teil der Empfangsantenne wird durch die Wirkung auf den horizontalen Teil bei der Stellung Fig. 1 verstärkt, bei der Stellung Fig. 4 geschwächt.

b) Die Verhältnisse werden nicht wesentlich geändert, wenn die horizontale Komponente E_2 gegen die vertikale E_1 um einen Winkel φ verfrüht ist. Dieser Winkel ist tatsächlich[1])

tung und Phase des Feldes in ihrer Abhängigkeit von den Konstanten des Bodens berechnet unter der Annahme, daß für die Wellen der drahtlosen Telegraphie in großer Entfernung vom Sender die Beziehungen einer längs der Erdoberfläche fortschreitenden ebenen Welle gelten.

1) Folgt z. B. aus Lord Rayleigh, Theory of Sound I, S. 97 ff, 1894.

1) Vergl. J. Zenneck, l. c., Zusammenstellung in Fig. 2.

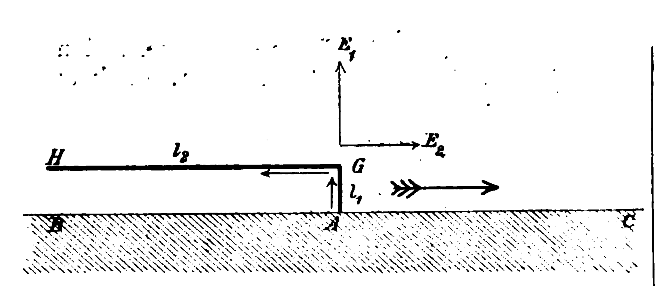


Fig. 4.

stets $< 45^0$, in allen praktisch wichtigen Fällen nicht größer als ca. 20^0.

Eine solche Phasenverschiebung hat den Erfolg, daß an Stelle von Gl. (3) u. (4)

$$\Phi = aE_{10}\cos\omega t + bE_{20}\cdot\cos(\omega t + \varphi - \alpha) \quad (3')$$

bzw.

$$\Phi = aE_{10}\cos\omega t - bE_{20}\cdot\cos(\omega t + \varphi + \alpha) \quad (4')$$

tritt, daß demnach in den Vektordiagrammen Fig. (3) und (5) die Vektoren bE_{20} je um den Winkel φ in der Richtung des Uhrzeigers gedreht werden. Das Resultat, daß die Amplitude Φ_0 in Fig. 3 viel größer wird als bei Fig. 5, wird dadurch nicht berührt.

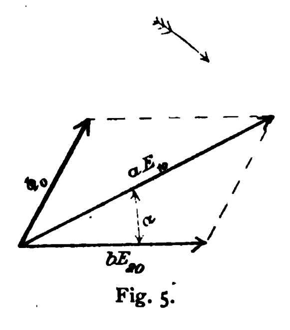


Fig. 5.

c) Endlich ist noch das Folgende zu bedenken. Außer der Strömung in der eigentlichen Antenne AGH ist auch im Erdboden vom Fußpunkt der Antenne aus eine Strömung vorhanden. Soweit diese Strömung einen Einfluß auf die Konstanten ausübt, welche die Eigenschwingungen der Antenne bestimmen, ist sie auch für die jetzt vorliegenden Betrachtungen heranzuziehen. Bei der Berechnung von Φ Gl. (1) ist also das Integral auch auf diese Teile auszudehnen. In Betracht kommt nur die Komponente der Strömung in der Richtung der durch die Fortpflanzungsrichtung gelegten Vertikalebene, und zwar, wie eine einfache Überlegung zeigt, in erster Linie ihre horizontale Komponente. Man kann demnach für das Folgende die Ströme im Erdboden sich ersetzt denken durch zwei lineare Ströme i_1 und i_2 (Fig. 6); i_1 in der Richtung AB, i_2 in der Richtung AC.

Die Wirkung des Feldes auf die Strombahn AB (i_1) ist entgegengesetzt gerichtet der Wirkung auf den horizontalen Antennenteil GH, während die Wirkung auf die Strombahn AC

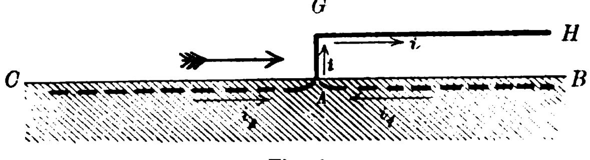


Fig. 6.

(i_2) diejenige auf GH verstärkt. Die Wirkung auf AB muß jedenfalls über diejenige auf AC überwiegen, da die Amplitude der Erdströme in dem GH gegenüber liegenden Teil AB jedenfalls bedeutend größer ist als längs AC.

Zieht man also das Stromfeld in der Erde in Betracht, so muß die Wirkung auf die horizontalen Teile der Strombahn etwas kleiner ausfallen, als sie oben berechnet wurde. Qualitativ bleibt aber der Unterschied zwischen den Stellungen von Fig. 1 u. 4, und zwar aus dem oben angegebenen Grunde, bestehen.

d) Das Ergebnis ist also das folgende: daß eine Antenne der Form von Fig. 1 bei der Stellung von Fig. 1 auf die Senderwellen bedeutend besser anspricht, als bei der Stellung Fig. 4, erklärt sich daraus, daß die Wirkung der Welle auf den vertikalen Teil der Antenne durch die Wirkung auf den horizontalen Teil bei der ersten Stellung verstärkt, bei der zweiten geschwächt wird. Dreht man die Antenne aus der Stellung Fig. 1 oder 4 um 90^0 heraus, so fällt die Wirkung der Welle auf den horizontalen Teil der Antenne überhaupt weg.[1])

3.

Aus dem Gesagten folgt:

a) Bei der Stellung Fig. 1 wird nicht nur die vertikale, sondern auch die horizontale Komponente des elektrischen Feldes ausgenützt, während bei einer vertikalen Empfangsantenne nur die vertikale Komponente zur Wirkung kommen kann. Empfangsantennen der Form Fig. 1 ermöglichen also unter sonst gleichen Bedingungen eine bessere Energieausnützung, als vertikale Antennen derselben Höhe.

Das gilt nicht nur für die von Marconi verwendete Antennenform Fig. 1. Es gilt ebenso für die schiefen Antennen, mit denen F. Braun und v. Sigsfeld schon vor langer Zeit Versuche über gerichtete Telegraphie gemacht haben und deren Wirkungsweise durch das

1) Wie die Gesamtwirkung bei den Stellungen
(1) von Fig. 1,
(2) von Fig. 4,
(3) um 90^0 gegen Fig. 1 oder 4 verdreht,
ausfällt, hängt von dem Verhältnis der Wirkung auf die horizontalen zu derjenigen auf die vertikalen Antennenteile ab. Überwiegt die Wirkung auf die vertikalen Teile, so ist am stärksten Stellung (1), am schwächsten (2), zwischen beiden liegt (3). Überwiegt umgekehrt die Wirkung auf die horizontalen Teile, so ist am wirksamsten Stellung (1), nur wenig geringer Stellung (2), bei weitem am geringsten Stellung (3).

oben Angegebene ebenfalls unmittelbar eine Erklärung findet.

b) Vorbedingung für die Brauchbarkeit der Antenne Fig. 1 für gerichtete Telegraphie ist, daß das elektrische Feld der Senderwelle eine kräftige horizontale Komponente besitzt. Diese Voraussetzung trifft nicht zu bei Seewasser. Es ist also zu erwarten, daß eine Antenne der Form Fig. 1 an Bord eines Schiffes auf See bei der Stellung von Fig. 1 auf die Senderwellen nur wenig stärker reagiert, als bei der Stellung Fig. 4.[1])

c) Das günstigste Längenverhältnis des vertikalen Antennenteils zum horizontalen muß von dem Verhältnis der Vertikalkomponente des elektrischen Feldes zur horizontalen und damit von der Bodenbeschaffenheit abhängen.

d) Nach 2c kann der Unterschied in der Wirkung bei den beiden Hauptstellungen vergrößert werden, wenn man den Strom i_2 auf Kosten von i_1 verstärkt. Bis zu einem gewissen Grade wird sich dies auf schlecht leitendem Boden erreichen lassen, indem man an Stelle einer einfachen Erdung in A ein langes Drahtnetz verwendet und dieses in oder über dem Boden in der Richtung AC (Fig. 6) ausspannt.

1) Es ist allerdings denkbar, daß durch die Metallmassen eines Schiffes eine starke Verzerrung des elektrischen Feldes eintritt und demnach die oben abgeleiteten Beziehungen, welche die einfachen Verhältnisse von Fig. 1 voraussetzen, nicht mehr zutreffen.

Braunschweig, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 12. Dez. 1907.

(Eingegangen 23. Dezember 1907.)

Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität.

Von Ed. Sarasin und Th. Tommasina.

In einer früheren Arbeit über die Radioaktivität, die man in einem an der Luft ausgespannten und auf hohem elektrischen Potential erhaltenen Metalldraht induziert (Elster und Geitelscher Versuch), hatten wir die Versuchsmethode und die Apparate der beiden Wolfenbütteler Physiker angenommen. Wir hatten nämlich als Maß der Aktivität die Geschwindigkeit gewählt, mit der diese den Zerstreuungskörper eines Elektroskops entlädt, um den herum der aktivierte Draht angebracht ist, wobei letzterer vorher auf einen Zylinder aus Drahtnetz mit so breiten Maschen aufgewickelt war, daß die Strahlung vom Draht nach dem Elektroskop leicht hindurchgehen konnte. Wir erteilten dem Elektroskop stets so ziemlich die gleiche Ladung und maßen den Spannungsverlust, den es in einer stets gleichen Zeit (z. B. 5 Minuten) unter der Einwirkung des aktivierten Drahtes erfuhr. Auf diese Weise erhielten wir bei der allmählichen Abnahme der Aktivität, die bekanntlich einem Exponentialgesetz folgt, immer schwächere Werte; die Versuchsergebnisse wurden von einer Kurve dargestellt, deren Ordinaten die Verluste in Volt und deren Abszissen die Zeiten waren, gerechnet von dem Augenblick an, in dem man den Draht die Aktivierung entzogen hatte. (Entaktivierungskurve.)

Dies ist ja an und für sich noch nichts Neues. Im Gegensatz zu dem allgemein üblichen Verfahren hatten wir jedoch den Gedanken, diese Messungen in der Weise auszuführen, daß wir dem Elektroskop abwechselnd eine positive und eine negative Ladung erteilten. Wir waren dann erstaunt, feststellen zu müssen, daß die mit einer Ladung erhaltene Kurve nicht die gleiche war, wie wir sie mit der Ladung entgegengesetzten Vorzeichens erhalten hatten. Es hatte also eine Spaltung der Entaktivierungskurve stattgefunden.

Wie wir dies in einer in dieser Zeitschrift[1]) veröffentlichten Mitteilung bemerkt haben, kommt bei einem unüberzogenen Metalldraht die einer positiven Ladung des Elektroskops entsprechende Kurve (die wir der Kürze halber die positive Kurve nennen wollen) oberhalb der negativen Kurve zu liegen, während eine Umkehrung eintritt, d. h. die negative Kurve höher liegt, wenn man einen mit einer dielektrischen Schicht (Kautschuk, Paraffin oder dergl.) überzogenen Metalldraht benutzt.

Wir haben damals diese Tatsache verzeichnet, ohne uns zunächst von der Ursache oder den Ursachen Rechenschaft abzulegen, durch die die Erscheinung zustande kommt, und wir haben nun diese Untersuchung wieder aufgenommen, um eine Bestimmung der Ursachen zu versuchen.

Die ersten Versuche, bei deren Ausführung nur die notwendigerweise sehr kleine in der Luft des Laboratoriums verbreitete Emanationsmenge als aktivierendes Agens diente, erforderten eine sehr langdauernde Aktivierung bei sehr hohem negativem Potential mit sehr langen Drähten, wobei doch nur ein recht schwacher Effekt erzielt wurde, der die Genauigkeit vergleichender Messungen mit Ladungen beider Vorzeichen beeinträchtigte.

Der schwache Betrag des zur Untersuchung gelangenden Effektes stellte also eine erste Ursache der Ungewißheit dar. Nun dachten wir, der Umstand, daß die von uns benutzten radioaktiven Drähte um den Zylinder aus Drahtnetz in zahlreichen Windungen herumgelegt werden mußten und daß das Drahtnetz trotz seiner weiten Maschen durch seine Anbringung zwischen dem radioaktiven Körper und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops, dessen Ent-

1) Diese Zeitschr. 6, 709—715, 1905.

ladung er verursachte, absorbierend wirken könnte; dieser Umstand könnte eine weitere Ursache darstellen.

Schließlich war es möglich, daß die Entaktivierung eines unter Benutzung eines hohen negativen Potentials aktivierten Körpers nicht genau denselben Gang verfolgte, wie die eines unter anderen Umständen, in einer an Emanation reichen Atmosphäre und unter der direkten Einwirkung einer stark radioaktiven Substanz aktivierten Körpers.

Bei den Versuchen, über die wir hier berichten wollen, haben wir uns bemüht, mit einer weit intensiveren induzierten Radioaktivität zu arbeiten und die Rolle zu bestimmen, die erstens die Schirme aus Drahtnetz und zweitens das gerade angewandte Aktivierungsverfahren (mit oder ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials) bei der Spaltung der Entaktivierungskurve spielen.

I. Einzige Entaktivierungskurve, die man mit einem beliebigen ohne elektrische Ladung aktivierten Körper erhält.

Um eine starke induzierte Radioaktivität zu erhalten, haben wir den zu aktivierenden Körper in einen geschlossenen Behälter gelegt, in dem sich eine Substanz mit hoher eigener Radioaktivität befand. Als Aktivierungsbehälter wählten wir einen zylindrischen Messingkasten von 35 cm Höhe und 18 cm Durchmesser, auf dessen Boden wir eine Kapsel mit Radiumsalz [1]) legten.

Dadurch, daß wir nicht in der Luft des Laboratoriums, die notwendigerweise sehr arm an Emanation ist, sondern in diesem so emanationsreichen Medium arbeiteten, haben wir nicht nur einen weit stärkeren Effekt erzielen, sondern auch den 12 Meter langen Draht, an dem wir unsere früheren Versuche ausgeführt hatten, durch einen Draht von wenigen Centimetern Länge ersetzen können.

So wurde ein Stück Draht von einem Millimeter Durchmesser und 21 cm Länge, das zur Erleichterung der Aufhängung in einen Haken auslief, dreimal 24 Stunden lang an dem Aktivierungsbehälter exponiert, hierauf aus diesem herausgenommen und außerhalb des Metallnetzzylinders, auf den die langen Drähte aufgewickelt worden waren, aufgehängt. Dieser Draht gab im ersten Augenblick am Elektroskop einen Spannungsverlust von 100 Volt in der Minute. Die von diesem Augenblick an ausgeführten Messungen haben uns bei der konstanten Dauer von einer Minute und bei Ladungen von abwechselndem Vorzeichen die

1) Dieses Salz rührt aus dem Physikalischen Kabinett der Universität Genf her und war uns in liebenswürdiger Weise von Herrn Prof. Guye überlassen worden. Da nur seine Aktivierungsfähigkeit in Betracht kam, haben wir uns um seine Zusammensetzung nicht weiter bekümmert.

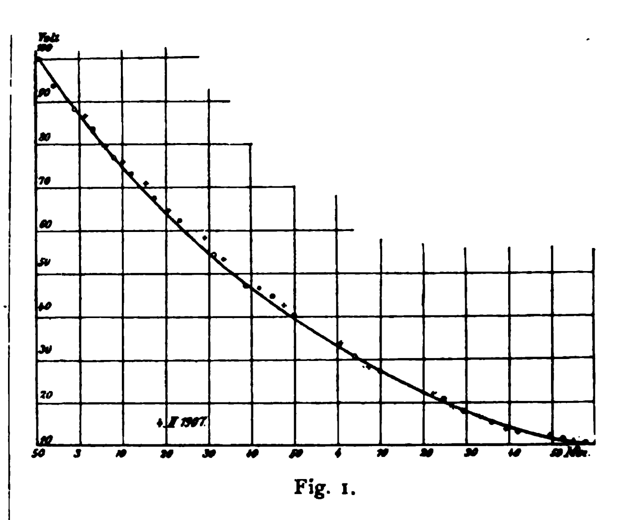


Fig. 1.

keinerlei Spaltung zeigende Entaktivierungskurve von Figur 1 geliefert.

Wir wiederholten sodann den gleichen Versuch, indem wir an Stelle des unüberzogenen Eisendrahtes ein anderes Stück von gleicher Länge und gleicher Form verwandten, das aus einem Kupferdraht von 0,5 mm Dicke und einem Überzug isolierender Kautschukschicht und Seide bestand. Dieser Draht wurde dann außerdem durch Reibung mit Paraffin überzogen und viermal 24 Stunden lang bei Anwesenheit von Radiumsalz in dem geschlossenen Behälter exponiert. Wir gingen von der gleichen Ladung des Elektroskops aus und erhielten dann im ersten Augenblick einen stärkeren Spannungsverlust in der Minute als vorher, und zwar 144 Volt. Dieses Ergebnis war bei Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens stets das gleiche, d. h. wir erhielten eine einzige Entaktivierungskurve.

Das gleiche Ergebnis erhielten wir ferner mit einem etwas längeren unüberzogenen oder überzogenen Draht, der um das als Halter dienende Gitter außen ein- bis zweimal herumging.

Wir konnten also aus diesen ersten gehörig wiederholten und kontrollierten Versuchen ohne weiteres den Schluß ziehen, daß ein beliebiger leitender oder dielektrischer Körper, der ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials radioaktiv gemacht wird und dessen Strahlung durch die Anbringung einiger dazwischenliegender sehr weiter Maschen eines Metallnetzes nicht merklich geändert wird, nur eine einzige Entaktivierungskurve liefert.

Wenn die von uns bei früheren Versuchen beobachtete Spaltung die Wirkung des Zylinders aus Metallnetz gewesen wäre, auf den unsere Drähte aufgewickelt gewesen waren, so hätte diese Schirmwirkung nur durch die große Anzahl der den Schirm umgebenden Drahtwindungen merklich werden können. Ferner

konnte diese Schirmwirkung noch eine doppelte sein, und zwar erstens die der Maschen des Metallnetzes auf die von dem aufgewickelten Draht ausgehenden Strahlen, und zweitens die der Gesamtheit von Drahtnetz und aufgewickeltem Draht auf die während des Versuches durch den aktivierten Draht auf die Innenwände des Elektroskopschutzkastens, dessen Rolle, wie wir später sehen werden, nicht absolut zu vernachlässigen ist.

Wenn diese Wirkung des als Träger dienenden Metallnetzes wirklich eingetreten war, so mußten wir sie unter den neuen Verhältnissen unserer Versuche wieder beobachten, wenn wir die große Windungszahl durch ein zwischen dem kurzen radioaktivierten Draht und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops angebrachtes Metallgitter von feineren Maschen ersetzten. Dies war denn auch wirklich der Fall.

Wenn wir also auf das gewöhnliche Tragnetz einen unüberzogenen Eisendraht von 55 cm Länge aktiviert durch einfaches Exponieren in der Nähe von Radiumsalz, aufwickelten und hierauf zwischen diesem und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops einen kleineren Zylinder aus feinerem Drahtnetz anbrachten, so erhielten wir unmittelbar die sehr ausgeprägte Spaltung der Entaktivierungskurve, wobei die positive Kurve oberhalb der negativen liegt, worauf sofort nach Wegnahme des zwischenliegenden Gitters die Rückkehr zu einer einzigen Kurve erfolgte (siehe weiter unter Figur 2, die Kurven I, II, III).

Wir haben dieselbe Beobachtung gemacht, wenn wir bei diesem Versuch den unüberzogenen radioaktivierten Draht durch einen Draht von gleicher Länge mit einer Oberflächenschicht aus Kautschuk und Seide mit Paraffinüberzug ersetzten. In diesem Falle lag, ebenso wie in dem vorhergehenden, die positive Kurve oberhalb der negativen, im Gegensatz zu den Beobachtungen bei unseren früheren Versuchen, bei denen ein mit einer isolierten Schicht überzogener Draht bei seiner Aktivierung in gewöhnlicher Luft mit hohem negativem Potential uns stets eine oberhalb liegende negative Kurve geliefert hatte.

Diese Kurvenumkehrung mußte also von der Aktivierung bei hohem elektrischen Potential herrühren, wie wir dies auch später festgestellt haben.

II. Gang der Entaktivierung bei Anwendung eines hohen elektrischen Potentials zur Aktivierung.

1. Mit negativer Ladung induzierte Radioaktivität. Nachdem wir diesen Unterschied zwischen der Aktivierung nur mit Hilfe einer intensiven Emanation und der mittels eines hohen elektrischen Potentials erhaltenen erkannt hatten, wollten wir letztgenannten Fall mit einer weit stärkeren induzierten Aktivität wieder aufnehmen, die wir durch die doppelte Einwirkung eines in einem emanationsreichen Medium wirkenden hohen negativen Potentials erhielten.

Um uns gegen die Schirmwirkung des als Träger dienenden Zylinders aus Drahtgeflecht vollständig zu schützen, wählten wir für diese Versuche Drähte von genügender Dicke und Steifigkeit, um von selbst spiralförmig auf dem Zerstreuungskörper des Elektroskops etwa in gleicher Entfernung wie die auf das Traggitter aufgewickelten Drähte zu verbleiben. Als isolierten Leitungsdraht benutzten wir bei dieser Versuchsreihe ein Bündel von 5 Kupferdrähten von 3,5 mm Durchmesser, umgeben von einer Kautschukhülle von 1,5 mm Dicke, das von selbst spiralförmig mit drei Windungen von 9 cm Höhe und 15 cm Breite aufgewickelt blieb. Um uns auf das Nötigste zu beschränken, wollen wir hier im einzelnen nur den Versuch wiedergeben, der uns das bestimmteste Ergebnis geliefert hat. Die eben von uns beschriebene Drahtspirale wurde 68 Minuten lang bei einer negativen Ladung von 2200 Volt in einem geschlossenen Behälter belassen, der das Radiumsalz enthielt, hierauf in den Messingblechzylinder des Elektroskops eingeführt und unmittelbar darauf beobachtet. Das Elektroskop erhielt abwechselnd positive und negative Ladungen. Wir beobachteten den in einer Minute erfolgenden Ladungsverlust von 217 Volt (entsprechend einem Gesamtausschlag der Aulminiumfolien um 30 Teilstriche, d. h. um 15 nach jeder Seite). In Anbetracht der Wichtigkeit, die wir diesem Versuch beimessen, geben wir an dieser Stelle alle numerischen Daten: die erste senkrechte Reihe gibt die Zeit, die zweite das Vorzeichen der Ladung, die dritte die jeweilig nach Verlauf einer Minute vorgenommene Ablesung in Teilstrichen der Skala, die vierte dieselbe Ablesung in Volt ausgedrückt, die fünfte den im Verlauf der betreffenden Minute erfolgten Abfall unterhalb der ursprünglichen Potentialdifferenz von 226 Volt an.

Figur 2 gibt die Kurve wieder, die wir dadurch erhielten, daß wir die in einer Minute erfolgenden Ladungsverluste als Ordinaten und die Zeiten als Abszissen eintrugen. Wie ersichtlich, hat zwar die negative Kurve, abgesehen von einer kleinen Anschwellung in ihrem Mittelteil, einen ungefähr normalen Verlauf, zeigt aber die positive Kurve einen ganz entgegengesetzten Gang. Ausgehend von weit größerer Tiefe, steigt sie zunächst während der ersten halben Stunde des Versuchs ziemlich schnell an, senkt sich hierauf und erreicht schließlich die negative Kurve, um mit dieser zusammen zu fallen.

Wir glaubten zunächst, es mit einem besonderen Ausnahmefall zu tun zu haben und wie-

Zeit	Vorzeichen	Teilstriche	Volts	Verlust
4h 28	—	0	0	226
4 30	+	12,2	126,9	99,1
4 31½	—	4,6	67,1	158,9
4 34	+	11,6	123,2	102,8
4 36	—	5,9	82,0	144,0
4 38	+	10,6	116,7	109,3
4 40	—	6,2	84,6	141,4
4 42	+	9,5	109,0	117,0
4 44	—	6,5	87,2	138,8
4 45½	+	9,3	107,6	118,4
4 47	—	6,7	88,8	137,2
4 50	+	8,6	102,7	123,3
4 52	—	6,9	90,5	135,5
4 54	+	8,5	102,0	124,0
4 56	—	7,3	93,6	132,4
4 58	+	8,4	101,3	124,7
5	—	7,6	95,7	130,3
5 1½	+	8,5	102,0	124,0
5 3	—	8,5	102,0	124,0
5 5	+	9,1	106,2	119,8
5 7	—	9,2	106,9	119,1
5 9	+	9,7	110,4	115,6
5 11	—	10,5	112,5	113,5
5 15	+	10,5	116,0	110,0
5 16½	—	11,0	119,3	106,7
5 18½	+	11,4	121,9	104,1
5 21	—	11,8	124,5	101,5
5 23	+	12,2	126,9	99,1

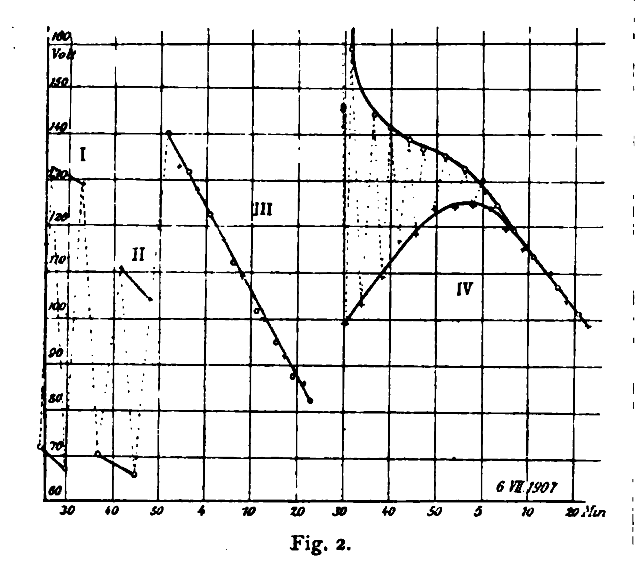


Fig. 2.

derholten daher den Versuch mehrere Male, fanden aber stets einen etwas gleichen Gang der Erscheinung, allerdings in etwas weniger ausgeprägter Form.

Wir furchteten dann, daß unserer Versuchsweise eine Fehlerquelle anhaften könnte, besonders infolge der Wirkung der Wände des zylindrischen Kastens, in dem der Zerstreuungskörper und der radioaktivierte Draht eingeschlossen sind. Diese nehmen nämlich, wie wir dies festgestellt haben, in der Nähe dieses Drahtes eine schwache induzierte Radioaktivität an; dann konnte aber der Draht selbst die Rolle eines Schirmes in bezug auf diese Sekundärstrahlen spielen. Wir haben daher den eben beschriebenen Versuch in der Weise wiederholt, daß wir den Deckel und die Zylinderwand des Elektroskopkastens fortließen und nur den Boden beibehielten, auf dem der spiralförmige Draht ruhte. Die bei diesem in freier Luft ausgeführten Kontrollversuch erhaltene Kurve ist, wie aus Figur 3 ersichtlich, die fast genaue Wiedergabe der Kurve von Figur 2, die nach einer so entschiedenen Bestätigung schwerlich auf Rechnung eines Beobachtungsfehlers gesetzt werden kann.

Wir haben auf diese Weise mit weit größerer Intensität diese Spaltung der Entaktivierungskurve

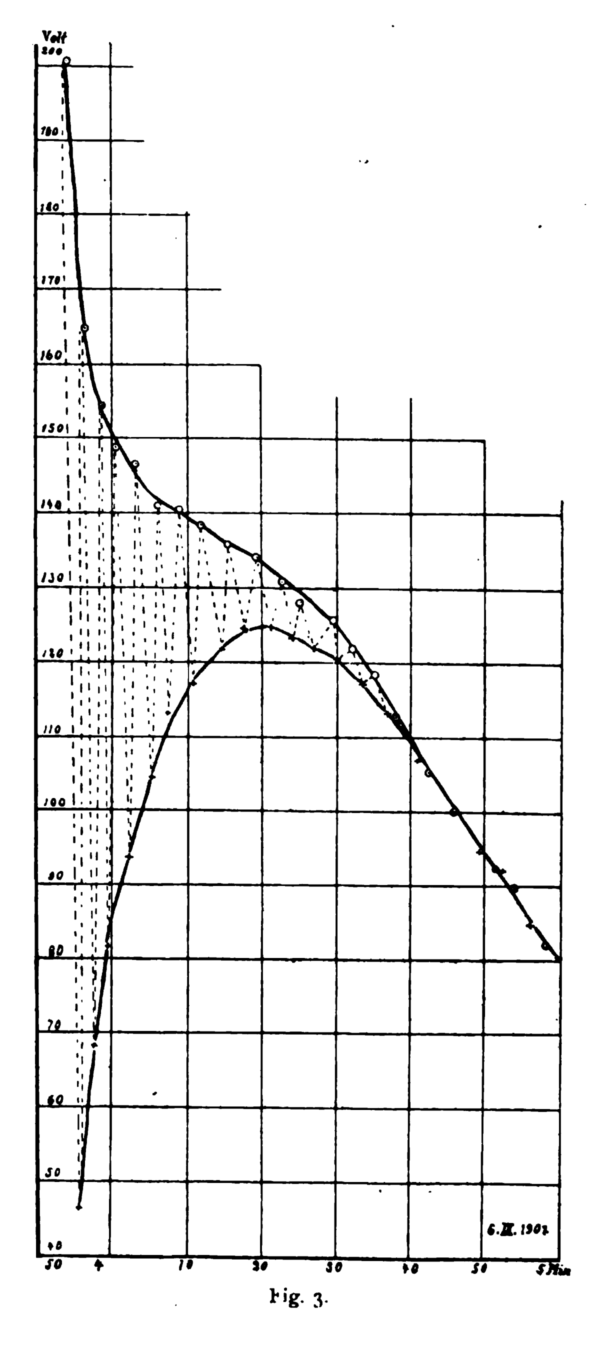


Fig. 3.

eines mit einer dielektrischen Schicht bedeckten Leiters bestätigt gefunden, der durch die Einwirkung eines hohen elektrischen Potentials aktiviert worden war. Bei dieser Spaltung kommt die negative Kurve nach oben, im Gegensatz zu unserer Erfahrung in dem anderen zur Untersuchung gelangten Falle.

2. **Mit positiver Ladung induzierte Radioaktivität.** Nach diesem so bedeutungsvollen Ergebnis wollten wir unsere Versuche auf den Fall ausdehnen, daß die Aktivierung des mit Kautschuk überzogenen Drahtes unter Benutzung eines hohen positiven Potentials bewirkt wird.

Wir haben mehrere Ablesungsreihen vorgenommen an derselben Spirale, die wir 4 bis 5 Stunden lang in dem Aktivierungsraum auf hohem positiven Potential in der Nähe von 2000—3000 Volt beließen und hierauf in den Schutzkasten des Elektroskops hineinbrachten. Wir haben dann ganz ähnliche Kurven erhalten. An dieser Stelle wollen wir nur den letzten dieser Versuche wiedergeben, den wir ohne Anwendung eines Schutzkastens für das Elektroskop ausgeführt haben. Die kautschuküberzogene Kupferspirale wurde wieder stundenlang einer positiven Ladung von 3000 Volt in dem Aktivierungsraum ausgesetzt und unmittelbar nach dem Herausnehmen an der freien Luft beobachtet. Jede Ablesung bezog sich auf die innerhalb von 1 ½ Minute im Elektroskop bewirkte Entladung, wobei wir stets von einer Anfangsladung von 226 Volt (30 Teilstriche) ausgingen.

Die numerischen Ergebnisse waren wie folgt:

Zeit	Vorzeichen	Teilstriche	Volts	Verlust
3h 37	+	9,2	106,9	119,1
3 40	—	19,0	167,7	58,3
3 42¼	+	12,8	130,2	95,8
3 45½	—	18,1	161,9	61,1
3 48½	+	14,3	139,3	86,7
3 52	—	17,2	156,5	69,5
3 55½	+	16,8	154,2	71,8
3 59	—	16,6	153,1	72,9
4 2	+	15,2	144,9	81,1
4 6	—	16,1	150,3	75,7
4 10	+	15,9	149,1	76,9
4 13	—	15,7	147,9	78,1
4 17½	+	16,8	154,2	71,8
4 21	—	16,2	150,9	75,1
4 23½	+	17,4	157,6	68,4
4 26	—	16,6	153,1	72,9
4 29	+	18,3	163,2	62,8
4 33¼	—	17,2	156,5	69,5
4 36½	+	19,3	169,4	56,6
4 39	—	18,—	161,2	64,8
4 42½	+	20,2	174,4	51,6
4 45½	—	18,5	164,5	61,5
4 48½	+	20,8	177,8	48,5
4 52	—	19,6	171,1	54,9
4 55	+	21,6	182,2	43,2
4 58½	—	20 3	175,—	51,—
5 1½	+	22,6	188,—	38,—

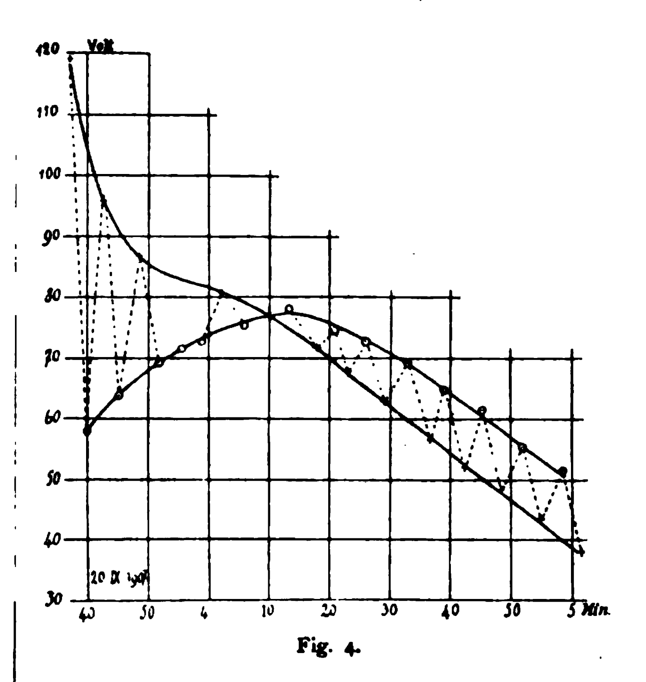


Fig. 4.

Figur 4 gibt die beiden aus diesen Zahlenwerten sich ergebenden Kurven wieder. Diese Kurven zeigen eine auffällige Ähnlichkeit mit denen von Figur 2 und 3: die anfängliche Abweichung ist ganz ebenso groß; nur ist hier die positive Kurve mit einem anfänglich etwas zu schnellen Abfall etwa normal, während die negative Kurve sehr niedrig anfängt und hierauf schnell ansteigt, bis sie die positive erreicht und selbst überschreitet, um hierauf etwas oberhalb von dieser zu ihr parallel zu verlaufen.

Dieses so ausgeprägte Ergebnis, das wir an letzter Stelle erhalten haben, veranlaßt uns dazu, die im übrigen recht summarische Auslegung abzuändern, die wir in einer kürzlich der französischen Akademie gemachten Mitteilung gegeben haben, wobei wir uns auf die Annahme der Durchdringung von β-Strahlen in die dielektrische Schicht unter der Einwirkung einer starken Ladung stützten. Wir sind jetzt der Ansicht, daß man die zweifache Einwirkung zweier gleichzeitig verlaufender Erscheinungen annehmen muß, die neben der induzierten Radioaktivität und einer von der isolierten Schicht während der Aktivierung mittels eines starken elektrischen Potentials erhaltenen elektrischen Restladung her verlaufen.

Diese Restladung, deren Zerstreuung durch die Radioaktivität begünstigt werden würde, wirkt in entgegengesetzter Richtung zu letzterer auf das Elektroskop, wenn dessen Ladung von gleichen Vorzeichen wie die Restladung ist. Daher kommt die anfänglich von der positiven Kurve in Figur 3 und der negativen in Figur 4 erfahrene Senkung und deren allmähliche Hebung mit Verminderung der Restladung. Ebenso kommt daher die anfängliche Hebung der Kurve

entgegengesetzten Vorzeichens und die Rückkehr beider auf normalen Verlauf nach vollständiger Zerstreuung dieser Restladung, wobei die negative Kurve sogar über die positive Kurve zu liegen kommt, wie dies bei der Spaltung, wenn es sich um einen mit Isolierschicht bedeckten Draht handelt, die Regel ist.

Wir geben hier diese Erklärung mit allem Vorbehalt, da ja eine Kontrolle durch weitere Untersuchungen der beiden Spezialfälle (die wir noch nicht haben vornehmen können) nötig ist.

III. Über die Einwirkung von Schirmen aus Metallnetz auf die Spaltung der Entaktivierungskurve.

Nachdem wir auf diese Weise festgestellt haben, daß der Gang der Entaktivierung verschieden ist, je nachdem die induzierte Radioaktivität mit oder ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials erzielt wird, kommen wir auf eine genaue Untersuchung der Schirmwirkung zurück.

Wir haben weiter oben gezeigt, daß die Einschaltung eines Schirmes aus Metallnetz die Spaltung der Entaktivierungskurven unmittelbar zur Folge hat, und wollen nunmehr diese Erscheinung näher untersuchen.

Zu diesen Untersuchungen haben wir zylindrische Gitter aus Metallnetz von größerem oder geringerem Durchmesser verwandt, die ineinander gesteckt werden konnten und von recht verschiedenartiger Form auch in bezug auf die Dicke des Drahtes und die Maschenweite waren; die meisten bestanden aus Eisen, die anderen aus Messing. Die größte Weite hatten wir bei einem Netz mit sechseckigen Maschen von 2 cm Höhe und 1,5 cm Breite zur Herstellung unseres Traggitters. Kleinere Dimensionen hatten wir bei Gittern mit Lochweiten von 3,5 mm bis 4 mm, 2 mm und mit ganz feinen von etwa 0,5—0,2 mm. Wir beobachteten die Wirkung mehrerer voneinander verschiedener Schirme auf denselben stark aktivierten Draht nacheinander, wobei wir mit den am stärksten absorbierenden anfingen und manchmal zwei auf einmal einbrachten, um den Zusammenfall der Aluminiumfolien des Elektroskops (der sonst so schnell erfolgen würde, daß keine Ablesung möglich wäre) genügend zu verlangsamen, und behielten den Versuch ohne Schirm bis zum Schlusse der Versuchsreihe, wenn die Wirkung des aktivierten Drahtes auf das Elektroskop nur noch einen leicht zu verfolgenden Zusammenfall der Aluminiumfolien hervorrief.

Bei einem und demselben Versuch mußten wir auch, je nach der Intensität der Einwirkung auf das Elektroskop, die Zeitdauer variieren, während der wir den Potentialverlust beobachteten, und zwar von $^1/_4$ Minute, wenn die Einwirkung sehr stark war, bis auf $^1/_2$ Minute, 1 Minute und 2 Minuten. Für jeden einzelnen Fall genügten 4—6 Ablesungen zur Feststellung der relativen Lage und der Entfernung der beiden durch den Versuch erhaltenen Entaktivierungskurven.

Der Einfachheit halber wollen wir drei Hauptfälle unterscheiden und zwar

1. den eines beliebigen leitenden oder nichtleitenden Körpers, den wir einfach mehr oder weniger lange in einer an Radiumemanation reichen Atmosphäre beließen;

2. den eines unüberzogenen Metalleiters, den wir in derselben Atmosphäre aktivierten, wobei er während der ganzen Aktivierungszeit (die in diesem Falle viel kürzer sein kann) auf hohem negativen Potential erhalten wurde;

3. den eines mit einer dicken gleichfalls negativ geladenen Schicht überzogenen Leiters.

1. Ohne elektrische Ladung induzierte Radioaktivität. Fig. 5, die nur eine von so und soviel anderen ist, zeigt die durch zwischenliegende Gitter verschiedener Form erzielten Wirkungen. Die Beobachtung bezog sich auf die eben beschriebene Spirale, gebildet von einem mit Kautschuk überzogenen Kupferdrahtbündel, die ohne Traggitter festblieb und durch den bloßen 45 stündigen Aufenthalt in der Glocke mit Radiumsalz aktiviert worden war. In dem Augenblick, als wir sie eben herausgenommen hatten, um sie in den messingnen Schutzzylinder des Elektroskops einzuführen, war der Abfall der Aluminiumfolien viel zu schnell, um uns Ablesungen von auch nur einer Viertelminute zu gestatten.

Wir haben daher den Versuch in der Weise begonnen, daß wir einen der am stärksten absorbierenden Schirme, und zwar ein feines Gitter von 2 mm (siehe Kurve I) einschalteten. 4 Beobachtungen von je einer Minute Dauer für die Entladungswirkung auf das Elektroskop reichen dazu aus, die Lage der positiven und der negativen Kurve zueinander festzustellen. Wie ersichtlich, weichen diese erheblich voneinander ab und befindet sich die positive Kurve oben.

Kurve II bezieht sich auf die Einschaltung eines noch stärker absorbierenden Schirmes, bestehend aus feiner Messinggaze von 0,2 mm Lochweite. Wir mußten in diesem Falle unsere Ablesungen in Zwischenräumen von 2 Minuten vornehmen; die Entfernung der beiden Kurven war bedeutend geringer, aber immer noch mehr ausgeprägt. III zeigt die Wirkung der gleichzeitigen Einschaltung zweier Gitter und zwar eines Innengitters von der Form eines Traggitters und eines Außengitters von 2 mm Lochweite: die Wirkung ist die gleiche, aber stärker. Bei IV ist nur das Gitter mit größeren Maschen (2 cm) angewandt; dann ist die Wirkung verhältnismäßig schwach. Bei V ist derselbe Schirm, wie zu Anfang des Versuchs, angewandt worden; die beiden kleinen Kurvenabschnitte

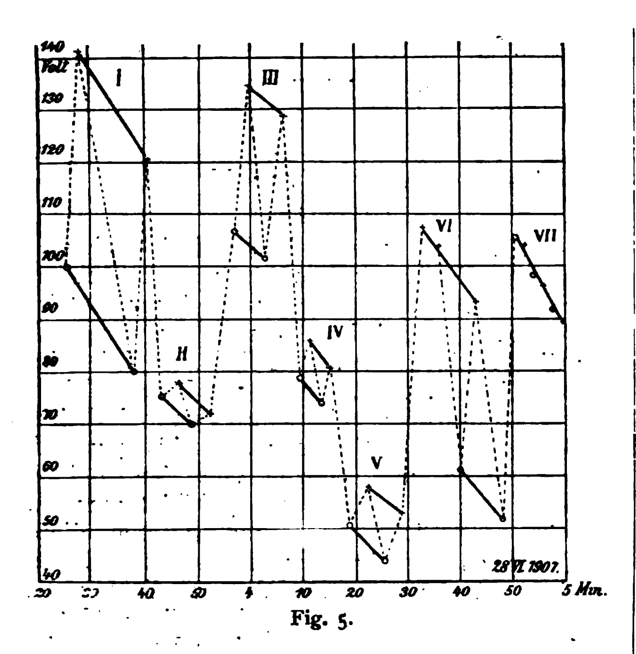


Fig. 5.

liegen in der Verlängerung der Abschnitte von I mit weit geringerem Abstand. VI bezieht sich auf den Schirm mit der Lochweite 4 mm aus etwas dickerem Draht: der Abstand ist der größte in dieser Versuchsreihe erzielte; — endlich ist VII ohne irgendwelchen Schirm aufgenommen worden: hier erhält man eine einzige Kurve.

Wie ersichtlich, ist in dem von Figur 5 dargestellten Fall die Spaltung der Entaktivierungskurve unter der Einwirkung des Schirmes stets mit einer positiven Kurve oberhalb der anderen eingetreten, obwohl es sich um einen mit isolierender Schicht überzogenen Draht handelt.

2. Unüberzogener Leiter, aktiviert in einem emanationsreichen Behälter unter Anwendung eines hohen Potentials.

Figur 6 zeigt die Einwirkung dss Schirmes, wie man sie in diesem Falle beobachtet. Sie ist ohne weiteres der Figur zu entnehmen, ohne daß wir sie zu erläutern brauchten. Die Wirkung ist der im vorliegenden Falle beobachteten ganz ähnlich.

3. Leiter, bedeckt mit einer dielektrischen Schicht, ebenso wie die vorhergehende aktiviert in einem emanationsreichen Behälter mit stark negativer Ladung.

Die Wirkung ist gleichfalls ganz ähnlich (Figur 7), aber umgekehrt; die negative Kurve liegt stets oberhalb der entsprechenden positiven, wie wir dies bei unseren früheren Versuchen beobachtet haben, die hier ihre Bestätigung und Deutung in der Einwirkung der Schirme aus Metallnetz finden.

Wenn dieser Fall auch in den Kurven von Figur 5, 6 und 7 nicht dargestellt ist, so haben wir doch mehrere Male festgestellt, daß die

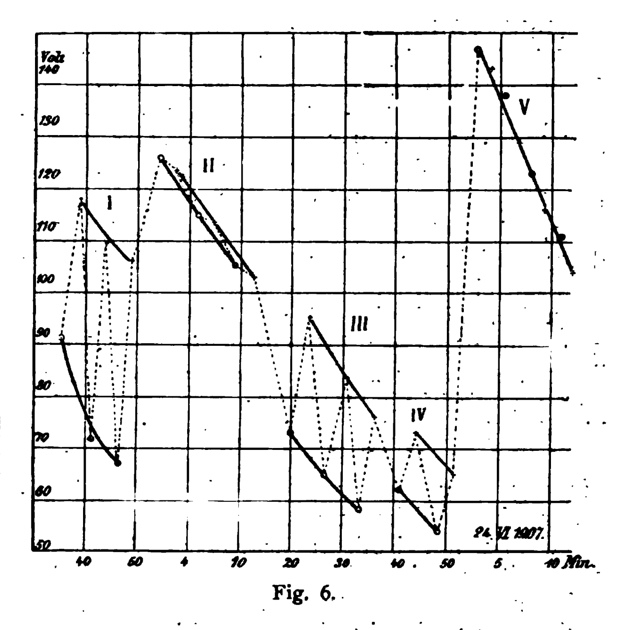


Fig. 6.

Einschaltung von zwei Schirmen an Stelle eines einzigen die Lage der beiden Kurven zueinander abändern kann, wenn es sich um dieselbe Versuchsreihe handelt, so bringt sie unter sonst gleichen Verhältnissen die negative gewöhnlich über die positive hinaus, wenn der äußere Schirm aus sehr feiner Gaze besteht und wenn die von den aktivierten Körpern ausgesandten Strahlen nach dem Durchgang durch einen anderen Schirm mit weiteren Maschen durch ihn hindurchgehen.

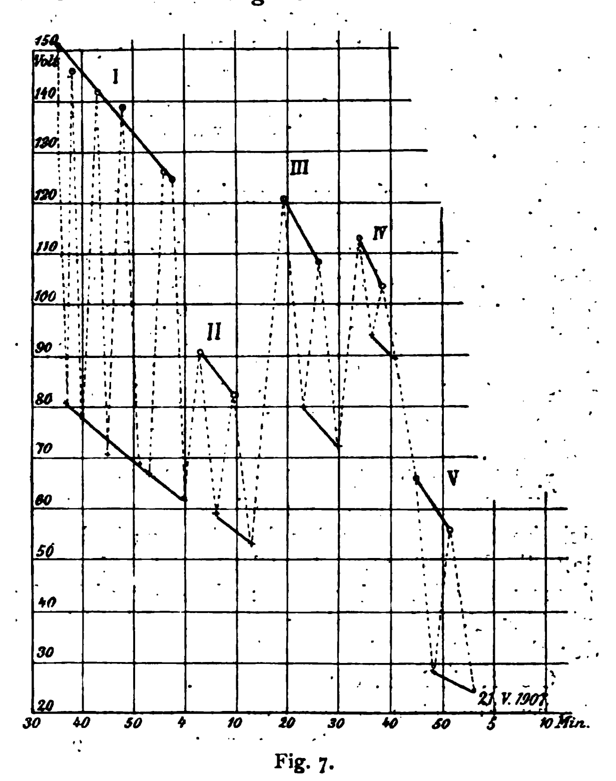


Fig. 7.



Schlußfolgerungen:

Die Ergebnisse unserer Versuche können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Ein beliebiger ohne besondere Ladung aktivierter Körper liefert nur eine einzige Entaktivierungskurve bei Elektrizitätszerstreuung positiven und negativen Vorzeichens.

2. Ein unüberzogener mit elektrischer Ladung aktivierter Leiter liefert gleichfalls nur eine einzelne Kurve.

3. Ein mit isolierender Schicht überzogener und mit negativer Ladung aktivierter Leiter liefert zu Anfang 2 Kurven, deren positive zuerst sehr niedrig liegt und dann schnell ansteigt, bis sie die negative erreicht, um hierauf den regelmäßigen Abfall fortzusetzen und die Einwirkung einer negativen Restladung auf die dielektrische Schicht zu erweisen.

4. Ein mit isolierender Schicht bedeckter und mit positiver Ladung aktivierter Leiter liefert zu Anfang 2 Kurven, deren negative zunächst sehr niedrig liegt und hierauf schnell ansteigt, um dann über die positive hinaufzusteigen und hierauf zu ihr parallel zu verlaufen. Dieser Gang der Doppelkurve zeigt die Einwirkung einer positiven Restladung auf die dielektrische Schicht.

5. Die Einschaltung eines Schirmes aus Metallgeflecht in den Weg der Zerstreuungswirkung ruft unmittelbar die Spaltung der Entaktivierungskurve hervor, wobei die positive Kurve (bei einem unbedeckten Metalldraht) oben liegt, gleichviel ob diese Radioaktivität mit oder ohne Ladung erzeugt wird oder auch in dem Falle eines mit radioaktivierter isolierender Schicht bedeckten Leitungsdrahtes ohne Ladung; sie liegt vielmehr unterhalb, wenn der Draht ohne Einwirkung einer negativen Ladung aktiviert worden ist.

6. Die Einschaltung zweier Schirme aus Metallgeflecht an Stelle eines einzigen kann die Lage der beiden Kurven zueinander derart beeinflussen, daß die negative gewöhnlich oberhalb der positiven zu liegen kommt, wenn ein Schirm mit sehr feinen Maschen innen, d. h. dem Zerstreuungskörper des Elektroskops näher angebracht ist, so daß er die Strahlen nach ihrem Durchgang durch einen anderen Schirm aufnimmt.

7. Die durch Einschalten von Schirmen aus Metallgeflecht ausgeübte Einwirkung scheint sich im Gegensatz zu der Annahme zu befinden, daß die Entladungen des Elektroskops die Ionisierung der Luft darstellen; sie steht vielmehr mit der Annahme einer direkten Einwirkung der Sekundärstrahlen im Einklang.

Genf, den 12. Oktober 1907.

(Aus dem Französischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. Oktober 1907.)

Ultrarote Emissionsspektren.

Von W. W. Coblentz.

I.

Emissionsspektren von Metallen in Wasserstoff.

Im 22. Bande von „The Physical Review"[1]) habe ich die Ergebnisse einer Untersuchung über die Bogenspektren verschiedener Metalle mitgeteilt. Dabei habe ich nachgewiesen, daß nur die Alkalimetalle starke Emissionslinien im Ultrarot haben. Bei Metallen wie Kupfer, Eisen und Zink trat ein schwaches kontinuierliches Spektrum in dem Gebiet von 2 bis 3 μ auf; dieses rührte anscheinend von den heißen Oxyden her, die im Bogen gebildet wurden. Ist dies der Fall, so dürfte man erwarten, diese Strahlung zu beseitigen, wenn man den Bogen in einer Atmosphäre von Wasserstoff erzeugte. Ich habe im verflossenen Jahre diese Untersuchung unter Verwendung eines Bogens wiederholt, der in einem mit Wasserstoff gefüllten Metallgehäuse eingeschlossen ist. Zur Messung der Strahlung diente eine Thermosäule nach Rubens. Das Galvanometer hatte eine volle Schwingungsdauer von 14 Sekunden. Seine Empfindlichkeit betrug bei einem Skalenabstand von 1 m $i = 1{,}7 \cdot 10^{-10}$. In Verbindung mit der Thermosäule besaß es eine solche Temperaturempfindlichkeit, daß bei einem Skalenabstand von 1 m eine Ablenkung von 1 mm $= (1 \cdot 10^{-6})$ ^{0} C war.

Das Spektrum wurde mittels des früher beschriebenen Spektrometers mit Steinsalzprisma und Spiegel und 5 mm langen Spalten erzeugt.

a) Nickelbogen in Wasserstoff. Mit dieser Anordnung untersuchte ich das Emissionsspektrum von Nickel in Wasserstoff. Das Fenster des Metallgehäuses, welches den Bogen umschloß, bestand aus dünnem Glas; dieses absorbierte die ganze Strahlung jenseit 3,5 μ. Die Metallelektroden waren ungefähr 1 cm im Durchmesser stark, und ihre Enden waren keilförmig angeschnitten. Dadurch wurde ein langer und schmaler Bogen erzeugt. Ein Bild dieses Bogens „end on" wurde mittels eines Hohlspiegels von 12 cm Brennweite auf den Spektrometerspalt entworfen.

Das Spektrum erschien im Rot, wo die maximale Strahlung beobachtet wurde, kontinuierlich. Bei 0,75 μ wurde eine starke Emission beobachtet. Jenseit 2 μ wird die Strahlung von den heißen Elektroden durch den schnellen Anstieg der Strahlungskurve gekennzeichnet.

Die Ergebnisse zeigen im großen ganzen nur eine geringe Strahlung in der Gegend von 2 μ, wo früher ein kontinuierliches Spektrum be-

1) Phys. Rev. 22, 1, 1906.

obachtet wurde. Es ist weiter zu bemerken, daß bei 1 μ, wo die Alkalimetalle intensive Linien besitzen, keine starken Emissionslinien auftreten.

b) Funkenspektren von Metallen in Wasserstoff. Zur Erzeugung eines Hochspannungsfunkens (Bogens) benutzte ich einen Transformator von 10000 Volt mit 100 Volt und 1 bis 9 Ampere im Primärkreis. Parallel zu den Elektroden waren 1 bis 3 Platten eines Glaskondensators mit einer Kapazität von je 0,0028 Mikrofarad geschaltet. Auf diese Weise wurde ein sehr intensiver Bogen hervorgebracht. Wie bei den vorstehend beschriebenen Versuchen wurde ein Bild der Elektroden mittels eines Hohlspiegels von kurzer Brennweite auf den Spektrometerspalt entworfen. Die Elektroden maßen ungefähr 3 mm im Durchmesser und waren keilförmig zugefeilt. Sie waren in Glashaltern angebracht, und diese waren, durch Schliffe dicht schließend, in ein Glasgefäß eingeführt, welches ungefähr 200 cm³ faßte. Auf diese Weise konnten die Elektroden, wie aus Figur 1 ersichtlich wird, eingestellt werden. Die Strahlung durchsetzte ein ungefähr 3 mm dickes Quarzfenster, welches jenseit 4 μ undurchlässig ist. Der Wasserstoff wurde auf elektrolytischem Wege bereitet.

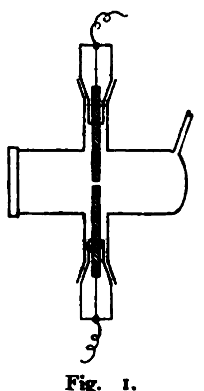


Fig. 1.

Es gelangten die Funken- (bzw. Bogen-) Spektren der folgenden Metalle zur Untersuchung: Aluminium, Kupfer und Calcium. Zur Herstellung der Elektroden aus dem letztgenannten Metall wurden Stücke aus einer großen Metallstange herausgesägt und zu Drähten von 2 bis 3 mm Durchmesser gehämmert. Diese wurden, wenn sie außer Gebrauch waren, unter Öl aufbewahrt, um eine Oxydation zu vermeiden. Das Ergebnis der Untersuchung brachte eine ziemliche Enttäuschung, denn bis zu 3,5 μ bis 4 μ konnte keine merkliche Strahlung entdeckt werden, und hier ergaben die Elektroden 3 bis 10 cm Ausschlag. Dieser Ausschlag wurde dadurch eliminiert, daß der Spektrometerspalt seiner ganzen Länge nach bedeckt wurde, mit Ausnahme einer Strecke von ungefähr 2 mm, durch welche einzig der von dem Hochspannungsbogen (bzw. -funken) ausgehenden Strahlung der Eintritt in das Instrument gestattet wurde. Der Umstand, daß keine Ablenkungen von mehr als 1 mm beobachtet wurden, beruht nicht auf einer mangelnden Empfindlichkeit des Apparates, und man darf schließen, daß keine Emissionslinien erzeugt wurden, welche eine merkliche Intensität besaßen. Das ist einigermaßen überraschend, weil Calcium der Gruppe solcher Elemente nahesteht, welche Emissionslinien im Ultrarot besitzen.

II.

Das Emissionsspektrum des Kohlebogens.

Das Emissionsspektrum der Kohle ist früher von mir im Zusammenhang mit den Emissionsspektren von Metallen und Metallsalzen im Kohlebogen untersucht worden.[1]) Ich hatte gefunden, daß der violette Teil des Kohlebogens mehrere Emissionslinien in der Nachbarschaft von 1 μ aufwies, denen sich ein schwaches, anscheinend kontinuierliches Spektrum mit einem Maximum bei ungefähr 2,5 μ anschloß. Bei 4,52 μ schien eine geringe Emissionsbande vorzuliegen, welche ich bei späteren Versuchen nicht wieder hervorbringen konnte. Ich schloß daher, daß bei der Verbrennung der Kohleelektroden kein CO_2 oder CO gebildet wird, sondern daß der Kohlenstoff als Dampf entweicht.

Weiterhin hatte ich gefunden, daß, wenn Salze der Alkalimetalle *Na*, *K*, *Li* auch nur in kleinen Mengen zugegen waren, eine kräftige Emissionslinie bei 4,52 μ auftrat.

Das benutzte Radiometer war nicht sehr empfindlich, und der Schluß, daß der Kohlebogen der Hauptsache nach aus Kohledampf bestand, erschien nicht sehr befriedigend. Ich wiederholte deshalb die Untersuchung unter Anwendung von gewöhnlicher Gaskohle sowie auch von reinem Acheson-Graphit. Letzterer läßt sich schwer verbrennen, selbst wenn die Länge des Bogens nur 2 mm beträgt.

Bei der jetzigen Untersuchung benutzte ich eine Thermosäule nach Rubens. Die Periode des Galvanometers betrug 10 Sekunden und seine Empfindlichkeit ungefähr $2,5 \cdot 10^{-10}$ Ampere. Der Spektrometerspalt war 0,1 mm breit und 2 mm lang, und auf ihm wurde mit Hilfe eines Spiegels von kurzer Brennweite ein Bild des blauen Dampfes des Bogens entworfen. Die Kohleelektroden hatten den gebräuchlichen Durchmesser von 12 mm, während von den Graphitelektroden zwei Stärken (5 mm und 10 mm Durchmesser) zur Verwendung kamen. Ich machte ferner Versuche mit einer Kohle-

1) Phys. Rev. **22**, 1, 1906.

und einer Graphitelektrode. Ich fand, daß bei jeglicher Stromstärke — von 5 bis 15 Ampere — stets eine Emissionsbande bei 4,5 μ auftritt, wenn in dem Bogen Salze der Alkalimetalle zugegen sind, während die reine Kohle — bei 15 Ampere — wenig, wenn überhaupt eine, selektive Emission in diesem Gebiet aufweist.

Ich untersuchte darauf die Emission reinen Graphits (von Acheson). Der Gleichstrombogen wurde mit Schwierigkeiten unterhalten und konnte nicht länger als 4 bis 5 mm gemacht werden. Figur 2 gibt die Beobachtungsergebnisse über die Emission reinen Graphits im Gebiet von 4,5 μ wieder. Auf die Reinheit dieses Materials kann man aus dem Fehlen der Natriumlinien schließen; es waren nur die violetten Kohlebanden sichtbar. Die unteren Kurven gelten für eine Stromstärke von 7 Ampere (in einem Stromkreis von 120 Volt), während sich die beiden oberen Kurven auf eine Stromstärke von 8 Ampere beziehen. Alle diese Kurven wurden unter verschiedenen Bedingungen erhalten. Wegen der Schwierigkeit, welche die Unterhaltung eines ruhigen Bogens bot, versuchte ich es gar nicht, eine starke Emissionsbande, die sich von 1,2 μ bis 1,7 μ erstreckt, und eine zweite Bande, die sich von 2 μ bis 3 μ erstreckt, aufzuzeichnen. Die letztgenannte Bande ist die, welche beim Metallbogen immer beobachtet wird, und welche man allgemein Oxyden zuschreibt.

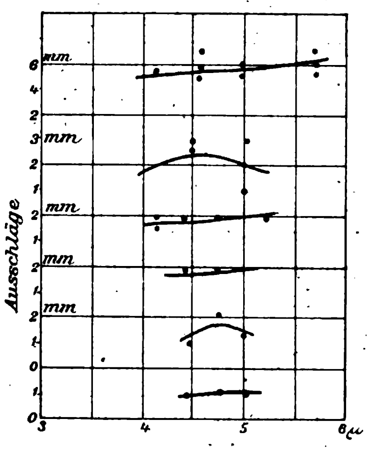


Fig. 2. Emission des Graphitbogens bei 7 Ampere.

Es ist zu bemerken, daß die Ausschläge nur einige wenige Millimeter betragen gegenüber den großen Ausschlägen bei Anwesenheit von Metallsalzen.

Ich untersuchte alsdann den Graphitbogen bei Anwendung eines Stromes von 4 Ampere. Die Länge des auf den Spektrometerspalt entworfenen Bildes des Bogens — sie war auch die Länge des Bogens selbst — betrug nur 2 bis 3 mm. Der Bogen war sehr unruhig, und es war schwierig, ihn brennend zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Figur 3 dargestellt, und zwar durch die Kurven a (Stromstärke 4 Ampere) und d. Die Kurve a bezieht sich auf eine Bogenlänge von 2 mm, während die Kurve d einer Länge von ungefähr 5 mm entspricht. Bei dem kürzeren Bogen ist das Maximum nach der Seite der größeren Wellenlängen hin verschoben.

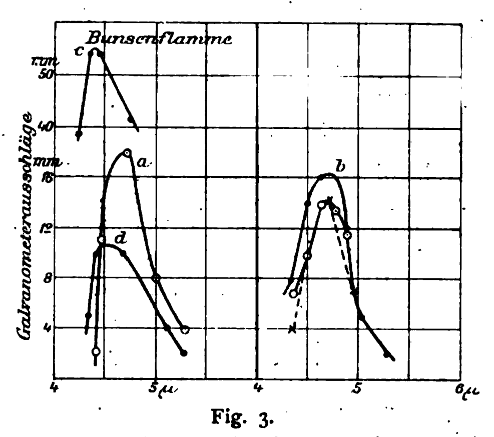


Fig. 3.

a) Emissionsspektrum des Graphitbogens (4 Ampere).
b) Emissionsspektrum des Graphitbogens (—Elektrode aus Gaskohle).

Die Kurve b in derselben Figur gibt die Emission für den Fall wieder, daß die kalte (negative) Elektrode aus einer Gaskohle (mit weichem Kern) und die positive Elektrode aus reinem Graphit bestand. Die Stromstärke wurde von 5 bis 6 Ampere variiert, und die Länge des Bogens betrug 4 bis 5 mm. Es findet sich ein Emissionsmaximum bei 4,6 μ, wie dies auch bei zwei Graphitelektroden gefunden wurde. Um die Vergleichung der Lage und Intensität zu ermöglichen, habe ich in der Kurve c derselben Figur 3 die Emissionsbande des Kohlendioxyds in einem Bunsenbrenner wiedergegeben. Aus den mit reinem Graphit gewonnenen Versuchsergebnissen geht hervor, daß eine scharfe Emissionsbande bei 4,65 μ (bei längerem Bogen bei 4,55 μ) auftritt, wo früher, bei größerer Stromstärke, keine gefunden worden war. Da die Beobachtungen sich über dasselbe Gebiet von Bogenlängen erstrecken, so scheint es fast, daß das Auftreten der Emissionsbande von der Stromstärke abhängig ist, und daß sie bei schwacher Stromstärke am stärksten ist. Das ist sicherlich auffällig. Die Beobachtungen am Graphit wurden schnell hintereinander an demselben Tage so ausgeführt, wie sie hier mitgeteilt worden sind, und da an der Apparatur keinerlei Änderungen vorgenommen worden sind, so kann man das Fehlen einer Emissionsbande bei einer Stromstärke von 7 Ampere nicht auf eine fehlerhafte Einstellung zurückführen. Führt man das

Auftreten der Emissionsbanden bei Gegenwart von Metallsalzen auf irgendwelche durch die Anwesenheit dieser Metalle verursachte „katalytische" Wirkung zurück, so wird der Sachverhalt dadurch nicht viel klarer.

Paschen hat zuerst die Beobachtung gemacht, daß die Emissionsbande des Kohlendioxyds bei 4,3 μ mit steigender Temperatur nach der Seite größerer Wellenlängen hin wandert. Zu jener Zeit war die Dissoziation des Kohlendioxyds nur wenig erforscht. Da die Absorptionsbande des Kohlendioxyds bei 4,3 μ und die des Kohlenmonoxyds bei 4,6 μ liegt, so wird man erwarten, daß, wenn die Emissionsbande von einer reinen Wärmewirkung herrührt, das Maximum der Emissionsbande des CO_2 mit steigender Temperatur und daraus sich ergebender Dissoziation des CO_2 in CO, sich gegen das des CO hin verschieben wird. Ich habe diese Emissionsbande des CO_2 unter verschiedenen Temperaturverhältnissen beobachtet. Im Emissionsspektrum der Hefnerlampe fand ich sie bei 4,36 μ. Im Bogenspektrum der früher untersuchten Metallsalze fand ich sie bei 4,52 μ. In der Strahlung von Vakuumröhren mit CO und CO_2 wurde das Maximum bei 4,75 μ gefunden. In der Acetylenflamme zeigte es sich bei 4,4 μ, während es bei der vorliegenden Untersuchung bei 4,55 μ bis 4,65 μ auftritt. Ich habe stets gemeint, daß diese Wanderung des Emissionsmaximums mit steigender Temperatur auf Dissoziation von CO_2 zu CO beruht, und bisher sind noch keine Ergebnisse gefunden worden, welche diese Annahme zu widerlegen vermöchten. Die Strahlung der Vakuumröhre mit CO und CO_2, bei welcher die Maxima der Emission für beide Gase an derselben Stelle auftreten, schien hierfür beweisend. Die jetzt vorliegenden Ergebnisse liefern einen weiteren Beweis dafür, daß die Erscheinung auf Dissoziation beruht. Verwendet man nämlich einen Graphitbogen von 4 Ampere, wo der Bogen kurz und am heißesten ist, so tritt das Maximum bei 4,65 μ auf. Wenn man in den Bogen die Salze der Metalle einführt, so werden sie ionisiert, und das Metall trägt dann den größeren Teil des Stromes. Der Widerstand verringert sich, und infolgedessen sinkt die Temperatur (und die Dissoziation des CO_2). Hier liegt das Maximum bei einer kürzeren Wellenlänge, entsprechend einer geringeren Dissoziation von CO_2. Während gewisse Punkte hierdurch erklärt werden, so vermag dieser Umstand doch nicht, das Fehlen einer Emissionsbande in dem Falle zu erklären, daß die Stromstärke groß, 8 bis 15 Ampere, ist. Es scheint kaum zulässig, anzunehmen, daß bei dieser hohen Temperatur weder CO noch CO_2 gebildet wird, und daß die Elektrode in Form von Dampf verschwindet, trotzdem ich am Schlusse meiner früheren Untersuchung über den Kohlebogen diese Annahme gemacht habe.

Die Änderung in der Dichte der Gase in beiden Fällen kann die Beobachtung nicht erklären, denn selbst die geringste Menge CO und CO_2 vermag merkliche Strahlung auszusenden, wie bei den Versuchen mit der Vakuumröhre gefunden wurde. Im großen ganzen ist der Mechanismus, welcher diese Strahlung hervorbringt, nicht klar, und es wird weiterer Versuche bedürfen, um einen Einblick in diese Dinge zu gewinnen.

Die Untersuchungen von Moll.

Während ich die vorstehend mitgeteilten Versuche über den Kohlebogen zum Abschluß brachte, erschienen die Untersuchungen von Moll[1]) über ultrarote Metallspektren im Druck. Herr Moll untersuchte die Emissionsspektren der Salze der Metalle *Na*, *K*, *Rb* und *Cs* im Kohlebogen und bediente sich für diesen Zweck eines Steinsalzprismas, einer Thermosäule und einer selbsttätigen Anordnung zur Aufzeichnung der Galvanometerausschläge. Sein Apparat war etwas empfindlicher als das früher von mir benutzte Radiometer, während seine Dispersion fast zweimal so groß war. Außerdem war er durch seine selbsttätige Anordnung in der Lage, das Gebiet jenseits 2 μ gründlicher zu untersuchen, als dies bei subjektiver Beobachtung möglich war. Es gelang ihm, in dem Gebiet von 2 μ bis 4 μ die Emission in getrennte Banden aufzulösen, welche ich infolge der geringen Ausschläge und der begrenzten Anzahl von Beobachtungen als ein kontinuierliches Spektrum verzeichnet habe. Er fand die Bande für CO_2 bei 4,44 μ, wenn er die Salze im Bogen verwandte, sowie mit Kohleelektroden verschiedener Arten. Sein selbsttätiger Apparat vermochte bei der Aufnahme dieses Gebietes zu leisten, was physischer Ausdauer kaum möglich sein würde. Herr Moll veröffentlicht keine Kurven für die Kohleelektroden, gibt aber beträchtliche Ausführungen über den Umstand, daß er in jedem Falle eine Emissionsbande von CO_2 beobachtet hat, während ich diese Bande nicht gefunden habe, sofern ich nicht Salze im Bogen verwandte. Aus den oben angeführten Beobachtungen über die Strahlung des Graphits erhellt, daß die Bedingungen in den beiden Fällen verschieden waren. Im großen ganzen habe ich dieselben Erscheinungen beobachtet wie Herr Moll. Herr Moll hat jedoch bei seinen Ausführungen den Punkt außer acht gelassen, auf den ich Nachdruck gelegt habe, nämlich daß die Gruppe

1) W. J. H. Moll, Onderzoek van ultra-roode spectra. Diss. Utrecht, 1907. Proc. Amsterdam Acad., 21. Febr. 1907.

von Emissionsbanden der Metalle bei 0,76 μ bis 1 μ — gleichviel ob die Energie bei 2 μ bis 4 μ einen Komplex kleiner Emissionsbanden darstellt oder nicht — die intensivste im ganzen Spektrum ist und daher auf eine viel höhere Temperatur hindeutet, — sofern die Strahlung rein thermaler Natur ist —, als sich ergeben würde, wenn die Gruppe von Emissionsbanden bei 2 μ bis 4 μ die intensivere wäre.

Washington D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. November 1907.)

Strahlung bei Zimmertemperatur.

Von W. W. Coblentz.

Die Energieverteilung im Spektrum eines vollkommenen Strahlers ist für Temperaturen zwischen 373⁰ und 1800⁰ abs. bestimmt worden, und die Konstante des „Verschiebungsgesetzes"

$$\lambda_{Max} \cdot T = A$$

ist zu 2930 gefunden worden. (2940 nach Lummer und Pringsheim; 2920 nach Paschen). Für blankes Platin beträgt der Wert dieser Konstanten ungefähr 2630. Die Messungen von Lummer und Kurlbaum[1]) ergeben, daß bei niederen Temperaturen (492⁰ abs.) das Emissionsvermögen des Eisenoxyds 0,3 ist, während blankes Platin nur etwa 0,04 von dem eines vollkommenen Strahlers bei derselben Temperatur besitzt. Auf die spektrale Verteilung der Strahlung bei niederen Temperaturen ist nur wenig Aufmerksamkeit verwandt worden. Das kommt zum Teil daher, daß es nicht tunlich ist, die Temperatur des Strahlungsmessers unter die des Zimmers herabzusetzen. Das Problem wird dadurch umgekehrt, insofern als man den Strahlungsmesser (Bolometer, Radiometer, Thermosäule) gegen den Körper hin strahlen läßt, der im allgemeinen die Strahlungsquelle darstellt, und der sich auf viel tieferer Temperatur befindet. Die erste derartige Untersuchung wurde von Langley[2]) ausgeführt. „Der strahlende Körper war das Bolometer selbst bei einer Temperatur von — 2⁰ C, und die bestrahlte Strahlungsquelle war ein Gefäß mit Schnee und Kochsalz auf — 20⁰ C. Dadurch wurde die Energieverteilung im Spektrum einer Oberfläche bestimmt, die sich unterhalb des Gefrierpunktes des Wassers befand." Langley fand den größten Galvanometerausschlag in der Gegend von 8 μ; er fügt aber hinzu, daß „die Lagenbestimmung des Maximums sich auf eine einzelne ziemlich genaue Beobachtung stützt, welche noch der Korrektion bedarf". Er fügt weiter hinzu, daß bei dieser Temperaturdifferenz von — 18⁰ das Maximum zwischen 10 μ und 11 μ liegen müßte. Das würde heißen, daß eine Unklarheit über den tatsächlich stattfindenden Vorgang bestanden hat. Die Energie, welche das Gefäß mit Eis und Salz ausstrahlt, ist sehr klein gegenüber der Energiemenge, die es von dem Bolometer absorbierte. Die beobachteten Galvanometerausschläge sind daher ein Maß für die Strahlung, welche das Bolometer gegen das Gefäß mit Schnee und Eis hin ausstrahlt, und das beobachtete Maximum bezieht sich auf eine Temperatur von — 2⁰ und nicht auf eine solche von — 18⁰ C. Da sich jedoch ein Bolometerfaden immer auf einer höheren Temperatur befindet als die ihn umgebende Atmosphäre, so ist es durchaus wahrscheinlich, daß, obschon die Beobachtungen bei einer Witterung von 0⁰ gemacht wurden, das beobachtete Maximum wirklich von einer höheren Temperatur der Strahlungsquelle (Bolometerfaden) herrührt als — 2⁰ C. In der Tat ist es nach dem damals noch unbekannten „Verschiebungsgesetz" und nach unserer heutigen Kenntnis von der Strahlung verschiedener Oberflächen durchaus möglich, daß die Temperatur des Bolometers selbst 20 bis 30⁰ C betrug.

Mendenhall und Saunders[1]) erklären, daß sie die Energiekurve eines vollkommenen Strahlers bei — 90⁰ C gefunden haben. Nach ihrer Erörterung über die Energiekurve eines Körpers bei der Temperatur der siedenden flüssigen Luft, wo das Emissionsmaximum bei 30 μ liegen müßte (was natürlich möglich ist, falls man die Temperatur des Radiometers unter diesen Punkt herabsetzen könnte, um Messungen auszuführen), scheint es, als ob sie gleichfalls ihre Strahlungskurve als von dem Bolometerstreifen herrührend angesehen haben. Überdies ist die Verwendung eines Bolometers zur Bestimmung einer Energiekurve bei tiefer Temperatur, wo das Bolometer selbst zur Strahlungsquelle wird, nicht sehr zuverlässig, weil die Temperatur des strahlenden Streifens sich nicht bestimmen läßt. Lummer und Pringsheim[2]) erhielten einen Teil der Kurve für die spektrale Verteilung der Energie eines Schirmes bei Zimmertemperatur, den sie während ihrer Strahlungsversuche benutzten. Die erste wirklich klare Auseinandersetzung über den Gegenstand rührt von Stewart[3]) her. Stewart fand die Kurve für die spektrale Energieverteilung eines Nicholsschen Radiometers, das einem Emp-

1) Lummer und Kurlbaum, Verh. Phys. Ges. Berlin, 17, 110, 1898.
2) Langley, Sill. Journ. 31, 1, 1886.

1) Mendenhall and Saunders, Astrophys. Journ. 13, 25, 1901.
2) Lummer und Pringsheim, Verh. D. Phys. Ges. 2, 163, 1900.
3) Stewart, Phys. Rev. 17, 476, 1903. (Daselbst sind die Figuren 4 und 6 vertauscht.)

fänger auf der Temperatur der flüssigen Luft zustrahlte. Die größten Ausschläge, welche er beobachtete, betrugen 4 mm. Die Temperatur des Zimmers (und der Radiometerflügel) war 24° C oder 297° abs. Das beobachtete Maximum seiner Energiekurve nach Einführung der Korrektion für die Spaltbreite tritt bei 9.2 μ auf, während aus dem „Verschiebungsgesetz", unter Zugrundelegung der Temperatur von 297° abs. und des Wertes $A = 2920$ berechnet, das Maximum sich bei 9,8 μ finden sollte. Berechnet man den Wert der Konstanten A aus den beobachteten λ_{max} und T, so ergibt sich $A = 2722$, also ein Wert, der um ungefähr 6 v. H. niedriger ist als der für einen vollkommenen Strahler. Nach Versuchen über die Strahlung von ebenen Flächen, wie ein Radiometerflügel, ist diese Abweichung von der Strahlung eines vollkommenen Strahlers zu erwarten. Dann wird auch diese Form der Strahlung durch das Fenster vor dem Radiometerflügel kompliziert. Im allgemeinen würde das Material, welches zwischen die Strahlungsquelle und den Empfänger tritt, keinen Einfluß haben. Ich habe indessen bei sehr empfindlichen Radiometern gefunden, daß die Ungleichheit in der Strahlung vom Radiometerfenster eine große Wirkung auf die Stellung der Flügel hat. In welchem Maße dieser Umstand aber im vorliegenden Falle gerade auf die Flügel wirken würde, ist nicht bekannt.

Bei der jetzigen Untersuchung ließ ich eine Rubenssche Thermosäule mit 20 Eisen-Konstantan-Lötstellen gegen ein Kupfergefäß auf der Temperatur der flüssigen Luft strahlen. Zur Erzeugung des Energiespektrums benutzte ich ein Spiegelspektrometer mit Steinsalzprisma. Die einzigen Veränderungen, die ich anbrachte, bestanden darin, daß ich den bei der früheren Arbeit benutzten Nernstschen Glühkörper durch einen Spiegel von kurzer Brennweite ersetzte, welcher ein Bild vom Grunde des auf der Temperatur der flüssigen Luft befindlichen Gefäßes auf den Spektrometerspalt entwarf, wie dies aus der Figur 1 ersichtlich wird. Das in Verbindung mit der Thermosäule benutzte Galvanometer hatte eine Empfindlichkeit von $i = 2 \cdot 10^{-10}$ Ampere und eine volle Periode von ungefähr 12 Sekunden. Die Ausschläge waren sehr unstetig wegen der durch die Verdampfung der flüssigen Luft verursachten Luftströmungen. Die Thermosäule wurde an die Stelle gebracht, welche früher von dem Radiometer eingenommen worden war, und wurde von dem inneren Metallschirm mit einem Schlitz von 1×15 mm Fläche bedeckt. Das Ganze wurde in ein Metallrohr eingeschlossen, das mit Filz bedeckt war. Dieses bildete einen vollkommeneren schwarzen Körper als man mit einem Radiometer erzielen kann. Der Empfänger, gegen den die Thermo-

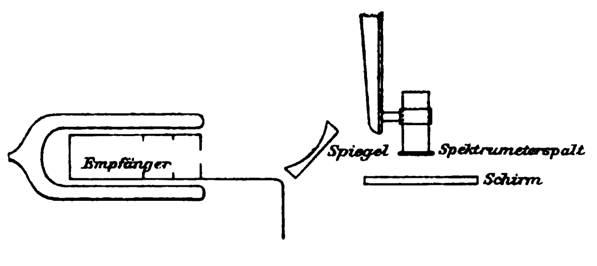


Fig. 1.

säule strahlte, bestand aus einem dünnen, zylindrischen Kupfergefäß von ungefähr 4 cm Durchmesser und 12 cm Länge. Es war innen mit Kupferoxyd und Lampenruß überzogen und hing in einem Gefäß mit flüssiger Luft, wie Figur 1 zeigt. Der Empfänger wurde feststehend erhalten und die Höhe des Gefäßes mit flüssiger Luft reguliert. Die Temperatur änderte sich so schnell, daß es erforderlich war, mit den Ablesungen zu beginnen, wenn die flüssige Luft gerade den Boden des Gefäßes berührte. Dann wurden gut übereinstimmende Resultate erhalten. Die Beobachtungsergebnisse sind in Figur 2 aufgetragen. Kurve a ist nach den

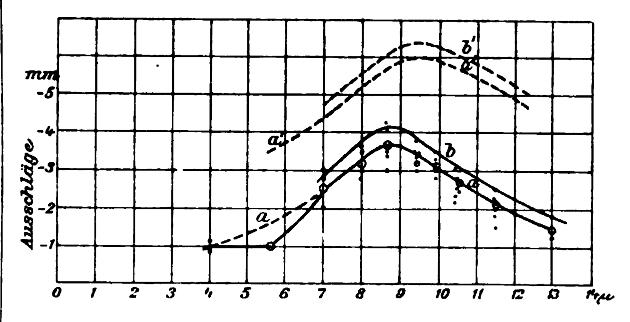


Fig. 2. Emissionsspektrum einer Rubensschen Thermosäule (Temp. = 21° C).

Mittelwerten der Beobachtungen gezeichnet, während Kurve b nach den höchsten beobachteten Werten gezeichnet ist. Die beiden Kurven stimmen gut miteinander überein, wenn man die Schwierigkeiten der Beobachtungen in Betracht zieht. In der Gegend von 6 μ verminderte die Absorption in der Atmosphäre die Ausschläge.

Die Kurven a' und b' sind die beiden tieferen Kurven, die man nach Anbringung der Korrektion für die Änderung der Spaltbreite erhält, d. h. wenn man sie auf ein normales Spektrum umrechnet. Das Maximum dieser Strahlungskurven liegt bei ungefähr 9,6 μ. Die Temperatur der Thermosäule betrug 21° C oder 294° abs. Setzt man diese Werte in die „Verschiebungsformel" ein, so ergibt sich die Konstante $A = 2822$. Dieser Wert ist ungefähr 3 v. H. kleiner als der für einen vollkommenen Strahler. Für einen solchen würde das Maximum ungefähr bei 9,95 μ auftreten. Im ganzen

scheint nach unserer Kenntnis über die Abweichung der Strahlung ebener Flächen von der eines vollkommenen Strahlers die Thermosäule sich sehr stark einem schwarzen Körper zu nähern.

Washington D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. November 1907.)

Zum Gesetze von Dulong und Petit.

(Antwort an Herrn P. Rohland.)

Von Albert Wigand.

Auf die Ausführungen von Hrn. P. Rohland[1]) im Anschluß an meine Diskussion der Gültigkeitsbedingungen des Gesetzes von Dulong und Petit[2]) möchte ich folgendes antworten:

Daß Hr. Rohland ganz unabhängig von Planck auf den Gedanken gekommen ist, das Dulong-Petitsche Gesetz durch die Wechselwirkung zwischen dem Äther und den Atomen zu deuten[3]), habe ich nicht bestritten und gestehe es gerne zu. Das ändert aber nichts an der Tatsache, daß Planck schon vorher nicht nur den Gedanken gehabt, sondern ihn auch wirklich ausgeführt hat, wenn auch nur für einatomige Gase. Damit war aber prinzipiell der neue Weg schon eingeschlagen; denn vom Atomwärmengesetze für einatomige Gase, das man ja auch unter dem Namen des Dulong-Petitschen Gesetzes im weiteren Sinne mit einbegreift, ist nur noch ein Schritt bis zu den festen Körpern. Hr. Rohland hat also auf den bereits von Planck eingeschlagenen Weg hingewiesen, ohne ihn jedoch selbst zu beschreiten.

Meine Behauptung von der „teilweisen" Richtigkeit des Rohlandschen Gedankens sollte, wie auch kaum mißzuverstehen war, sagen: Das Prinzip dieser neuen Begründung mag immerhin richtig sein, nicht jedoch die Vorstellung, daß „die Größe der materiellen Partikelchen sehr klein ist gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande". Denn es ist allerdings ein Ergebnis auf experimenteller Grundlage und keine bloße „Annahme" Traubes[4]), daß der von den Atomen selbst erfüllte Raum bei festen Körpern und Flüssigkeiten etwa 10 bis 100mal so groß ist wie das Kovolumen, d. h. der für die Bewegungen der Atome disponible Raum. Traubes Berechnungen lassen also zuverlässig erkennen, wie klein der freie Raum wischen den Atomen ist, in den ein anderes Atom eventuell eindringen könnte.

Die Auffassung von Hrn. Rohland ist einem populären Vortrage von G. Mie über die Eigenschaften des Äthers entnommen und beruht, auch nach der Meinung von Hrn. Mie, die er so freundlich war, mir auf meine Bitte mitzuteilen, lediglich auf einem Mißverständnisse. Die Materie kann sich dem Äther gegenüber doch recht wohl wie ein Netz verhalten, ohne daß damit über die Durchmesser der Atome und ihrer Zwischenräume etwas ausgesagt zu sein braucht.

Dresden, Physik. Inst. der Techn. Hochschule, im November 1907.

(Eingegangen 19. November 1907.)

1) P. Rohland, diese Zeitschr. **8**, 512, 1907.
2) A. Wigand, diese Zeitschr. **8**, 344, 1907.
3) P. Rohland, diese Zeitschr. **7**, 832, 1906.
4) J. Traube, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **3**, 168, 1906; Ann. d. Phys. **22**, 519, 1907.

Untersuchungen über Härteprüfung und Härte.

(Vorläufige Mitteilung.[1]))

Von Eugen Meyer.

Bei der großen Verbreitung, welche die Brinellsche Kugeldruckprobe zur Härtebestimmung[2]) in der Materialprüfung gewonnen hat, war es wünschenswert, dieses Verfahren eingehenden Versuchen zu unterziehen, um über dessen Grundeigenschaften, über die Abhängigkeit der Härtezahl von der Belastung und dem Durchmesser der verwendeten Kugeln Klarheit zu gewinnen. Ein weiterer Zweck der Versuche war die vergleichende Untersuchung der wichtigsten gebräuchlichen Verfahren: des von Föppl und Schwerd angegebenen Zylinderdruckverfahrens, der Martensschen Ritzhärteprüfung und des Kegeldruckverfahrens, um festzustellen, ob die nach ihrer Kugeldruckhärte geordneten Stoffe diese Reihenfolge auch bei anderen Verfahren beibehalten oder ob die verschiedenen Bestimmungsmethoden auch verschiedene Härteskalen zu Folge haben.

Bei allen Verfahren ist die maßgebende Größe zur Beurteilung der Versuchsergebnisse der mittlere spezifische Druck p_m, der infolge des Einpressens der Kugel, des Kegels oder infolge Aufeinanderpressens der beiden Zylinder in der entstandenen Druckfläche herrscht und der durch

$$p_m = \frac{P}{\frac{\pi d^2}{4}}$$

gegeben ist, sofern P die Belastung der Kugel,

1) Diese vorläufige Mitteilung ist ein von dem Mitarbeiter des Verfassers Herrn Dipl.-Ing. Kürth abgefaßter Auszug aus der ausführlichen Arbeit, die in der Zeitschr. des Vereins deutsch. Ing. demnächst erscheinen wird.
2) S. Über die neueren Methoden der Härteuntersuchung, diese Zeitschr. **8**, 417, 1907.

des Kegels oder der Zylinder und d den Randdurchmesser des Eindruckes bezeichnen. Die Einführung des so definierten Eindruckwiderstandes mit seinem klaren physikalischen Sinn, im Gegensatz zu dem Vorschlage von Brinell und Ludvik, als Maß der Härte den Quotienten zwischen Belastung und sphärischer Oberfläche des Kugeleindruckes bezw. Mantelfläche des Kegeleindruckes zu bezeichnen, erscheint um so berechtigter, als die Härtezahlen, die unter Einführung der Oberflächen statt der Projektionen der Eindrücke berechnet werden, das auch ohnedies komplizierte Bild der Änderung des Eindringwiderstandes, wie weiter unten gezeigt wird, unnötiger- und unberechtigterweise verwirren.

Die Versuche sollten zunächst die Abhängigkeit des Eindruckdurchmessers (d) und des mittleren Druckes (p_m) vom Durchmesser (D) der verwendeten Kugel feststellen.

Die Versuche, die mit 5, 7,5, 10, 15 und 20 mm-Kugeln an Kupfer, Flußeisen und Gußeisen durchgeführt wurden, ergaben, daß man mit Kugeln von verschiedenem Durchmesser dieselben mittleren Drucke P_m (Härtezahlen) erhält, wenn sie stets bis zum selben Eindruckwinkel (φ) in die Oberfläche des Stoffes gedrückt werden. Die Fig. 1 zeigt, daß die als Ordinaten in Funktion des Eindruckwinkels aufgezeichneten mittleren Drucke für die 5, 7,5, 10, 15 und 20 mm-Kugel für dasselbe Material in eine und dieselbe Kurve fallen. Dieser Zusammenhang folgt übrigens unmittelbar aus dem Gesetz der proportionalen Widerstände, kann mithin als eine Bestätigung desselben angesehen werden. Der mittlere Druck läßt sich unter Berücksichtigung der Beziehung $d = D \sin \frac{\varphi}{2}$ in der Form

$$p_m = \frac{P}{\frac{\pi}{4} D^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

ausdrücken. Wenn also der mittlere spez. Druck nur vom Eindruckwinkel φ abhängt, so folgt, daß also für beliebige Belastungen und Kugeldurchmesser die Werte $\frac{P}{D^2}$ eine und dieselbe Funktion von p_m ergeben:

$$\frac{P}{D^2} = f(p_m).$$

In dieser Fassung hat Stribeck (Z. d. V. d. Ingenieure 1907, Nr. 37—39) das Gesetz ausgesprochen. Es besagt, daß verschiedene Kugeln dieselben Härtezahlen p_m ergeben, wenn die Belastungen sich umgekehrt, wie die Quadrate der Kugeldurchmesser, verhalten.

Weitere Versuche sollten über die Abhängigkeit des Eindruckdurchmessers d von der Belastung P bei gleichem Kugeldurchmesser Klarheit schaffen. Für eine große Zahl der verschiedensten Metalle und Legierungen wurde der Eindruckdurchmesser bei verschiedenen Belastungen der Kugel, in der Regel zwischen 100 und 3000 kg, bei einigen Stoffen sogar zwischen 4 kg und 6000 kg ermittelt.

In Fig. 2 sind für 14 verschiedene Materialien die durch den Versuch erhaltenen Werte des Eindruckdurchmessers d in Funktion der Belastung P aufgetragen. Die erhaltenen sehr regelmäßigen Kurven lassen sich, wie eine logarithmisch-graphische Darstellung zeigt, stets in der Gleichung

$$P = a d^n$$

wiedergeben. Dieselbe Gesetzmäßigkeit fand Föppl für seine Zylinderdruckproben (Mitteilungen aus dem mech.-techn. Lab. München, Heft 21). a und n bezeichnen hierbei zwei Konstanten, die bei dem Kugeldruckverfahren für dieselbe Kugel, solange diese nur elastische Formänderungen erleidet, ausschließlich vom untersuchten Material abhängen. Die Konstante n ist bei ein und demselben homogenen Material innerhalb der Versuchsergebnisse auch vom Durchmesser der verwendeten Kugel unabhängig. Denn wird bei demselben Material für die Kugeldurchmesser D_1 bezw. D_2 der Zusammenhang zwischen Kugelbelastung und

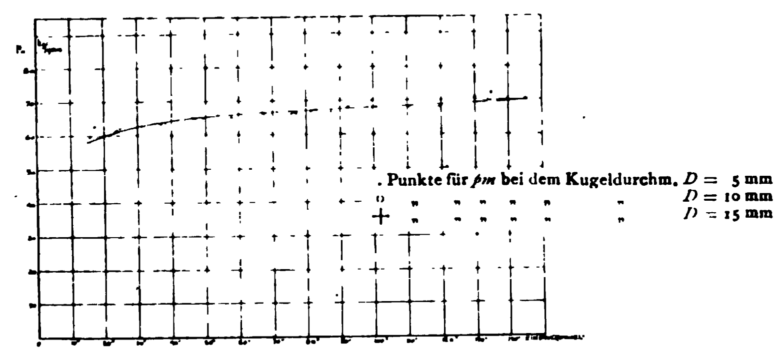


Fig. 1. Vergleich der Kugeldruckprobe bei verschiedenem Kugeldurchmesser für Kupfer.

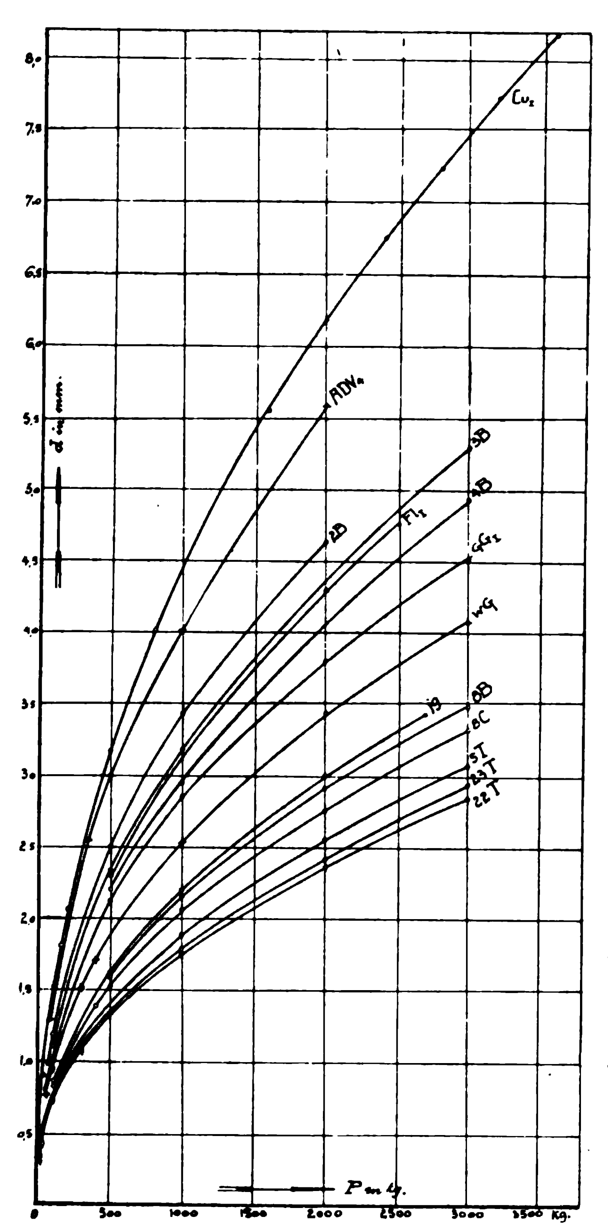


Fig. 2. Zusammenhang zwischen Eindruckdurchmesser und Belastung bei der Brinellschen Kugeldruckprobe.

Eindruckdurchmesser in den Beziehungen

$$P = a_1 d^{n_1}$$

für den Kugeldurchmesser D_1, und

$$P = a_2 d^{n_2}$$

für den Kugeldurchmesser D_2 gefunden, so sind die entsprechenden mittleren Drucke

$$p_{m_1} = \frac{4}{\pi} a_1 D_1^{n_1 - 2} \left(\sin \frac{\varphi}{2}\right)^{n_1 - 2}$$

und

$$p_{m_2} = \frac{4}{\pi} a_2 D_2^{n_2 - 2} \left(\sin \frac{\varphi}{2}\right)^{n_2 - 2}.$$

Das Gesetz $\frac{P}{d^2} = f(p_m)$ verlangt nun, daß für gleiche Eindruckwinkel die mittlere spez. Pressung für beide Kugeln gleich werde; das kann für beliebige Zentriwinkel offenbar nur der Fall sein, wenn

$$n_1 = n_2$$

ist. —

Die Konstante a ändert sich hingegen mit dem Durchmesser der Kugel, und zwar ist

$$a_2 = a_1 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{n-2}.$$

Bei allen Stoffen, bei denen

$$n - 2 > 0$$

ist, nimmt daher a mit wachsendem Kugeldurchmesser ab.

Zahlentafel I.

Bezeichnung	Material	Werte für die Konstanten		Härte	
				für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm	für die Belastung $P = 3000$ kg
		a	n	kg/qmm	
Bl	Blei	20,3	191	25,8	—
Al	Aluminium	28,5	2,07	36,3	42,4
ADV_4	Aluminium-Legierung I	39,0	2,26	49,7	81,6
AD	„ „ II	41,0	2,26	52,3	85,6
C_3	Zinklegierung	49,5	2,17	63,1	87,0
Cu I	Walzkupfer I	45,0	2,085	57,3	68,3
Cu II	„ II	76,0	2,05	96,8	106,2
M	Messing	100,0	2,13	127,3	156,7
GW	Weißgußeisen	116,0	2,31	147,8	229,2
GG I	Graugußeisen I	81,0	2,38	103,1	181,7
GG II	„ II	92,5	2,21	117,1	164,0
Fl I	Flußeisen I	78,5	2,18	100,0	135,3
Fl II	„ II	80,0	2,22	101,8	145,6
Fl III	„ III	143,0	2,14	182,3	222,0
Fl IV	„ IV	73,5	2,22	93,7	135,0
St	Stahl	174	2,20	221,6	283,0
2 B	Eisen-Nickel-Legierung	67,0	2,22	85,4	124,0
3 B	„ „ „	76,0	2,22	96,8	144,5
4 B	„ „ „	84,8	2,28	108,0	166,7
5 B	„ „ „	86,5	2,20	110,1	152,0
7 B	„ „ „	174,0	2,22	221,2	294,0
8 B	„ „ „	167,0	2,32	213,0	316,0
10 B	„ „ „	95,0	2,35	121,0	203,0
19	„ „ „	170,0	2,29	216,5	310,0
8 C	„ „ „	186	2,30	236,8	338,0
5 T	„ „ „	230	2,32	293,0	420,0
22 T	„ „ „	258	2,32	329,0	464,0
23 T	„ „ „	270	2,26	344,0	452,0

In der Zahlentafel I sind für 28 verschiedene Stoffe die graphisch ermittelten Werte der Koeffizienten a und n, ferner die Härtezahlen (p_m) für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und die Belastung $P = 3000$ kg eingetragen. Die Werte von a liegen zwischen 20 und 254, diejenigen von n zwischen 1,97 und 2,38.

Eine obere Grenze für die Gültigkeit des Gesetzes läßt sich nicht angeben. Für Kupfer wurden die Versuche mit einer 10 mm-Kugel

bis 5000 kg fortgesetzt, was einem Eindruckdurchmesser von 9,53 mm entsprach, trotzdem galt das Gesetz. Für die untere Grenze kann etwa $d = 0{,}9$ mm angegeben werden.

Bei sämtlichen untersuchten Stoffen, mit Ausnahme von Blei, war der Exponent in der Gl. $P = ad^n$ $n > 2$, mithin $n - 2$ positiv. Nachdem nun der mittlere Druck in der Form

$$p_m = \frac{P}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{4}{\pi} a d^{n-2} = \frac{4}{\pi} a^{\frac{2}{n}} P^{\frac{n-2}{n}}$$

geschrieben werden kann, so folgt mit $n - 2 > 0$, daß der mittlere Druck oder die Härte mit Zunahme des Eindruckdurchmessers und mit Zunahme der Belastung stetig wächst, ohne innerhalb der Versuchsgrenzen einen Höchstwert zu erreichen. Die Zunahme des mittleren Druckes ist um so größer, je größer n ist; $n = 2$ bedeutet, daß p_m für sämtliche Eindruckdurchmesser und für sämtliche Belastungen unverändert bleibt. Recht deutlich zeigt diese Abhängigkeit des Wachstums der Härte von n die Figur 3, in der für $n = 2{,}0$, $2{,}1$, $2{,}2$, $2{,}3$ und $2{,}4$ die Werte p_m in Funktion des Eindruckdurchmessers aufgetragen sind, wobei die Härte für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ als Einheit gesetzt wurde. Es ist ersichtlich, daß ein Vergleich der Härten verschiedener Stoffe durch eine Zahl gar nicht angegeben werden kann, wenn n für die beiden Stoffe verschieden ist. Vergleicht man z. B. die Härtezahlen verschiedener Stoffe, die auch verschiedene Exponenten n besitzen, für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und stellt hiernach eine Härtereihe auf, so erhält man für dieselben Materialien, wenn nunmehr ihre Härtezahlen für $P = 3000$ kg verglichen werden, unter Umständen eine gänzlich andere Reihenfolge. Sehr anschaulich hat dies Prof. Meyer in der hier wiedergegebenen Figur 4 gezeigt, in welcher die Werte für den

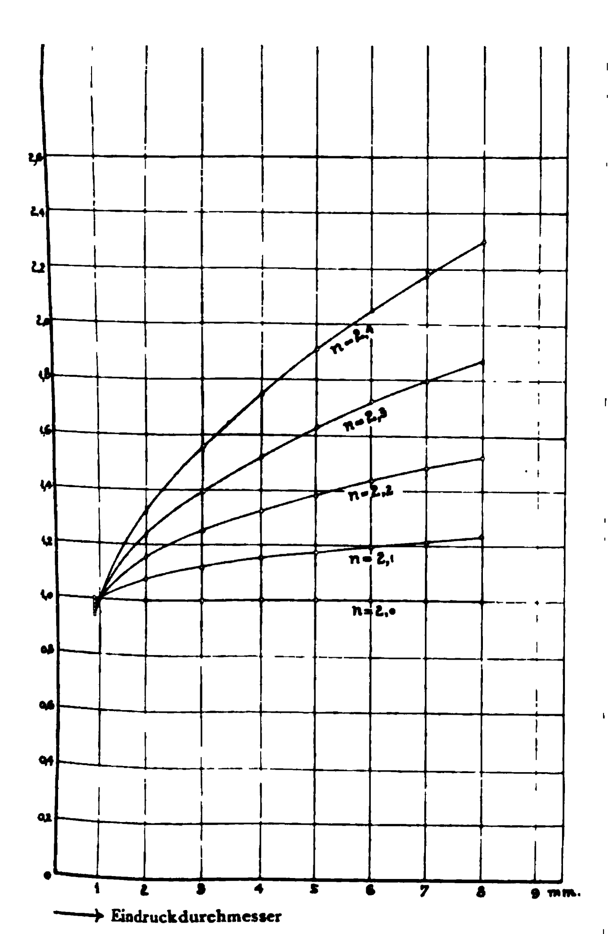


Fig. 3. Abhängigkeit der Härtezahl p_m von dem Eindruckdurchmesser bei verschiedenen Werten der Konstanten n.

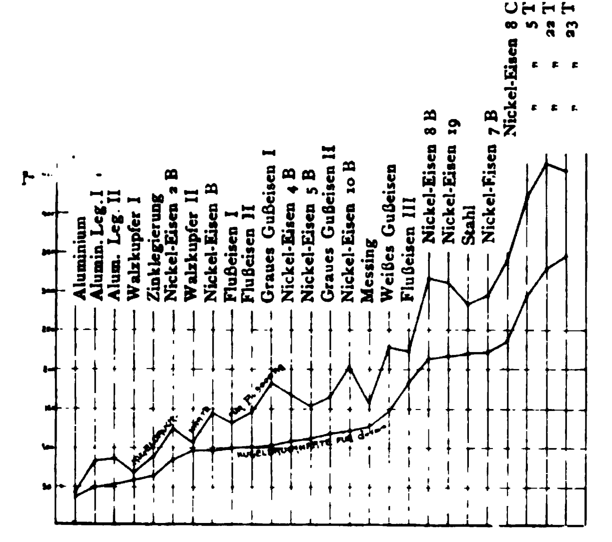


Fig. 4. Vergleich der Härtezahlen für verschiedene Materialien auf 1 mm Eindruckdurchmesser und auf 3000 kg Belastung bezogen.

mittleren Druck p_m bei $d = 1$ mm Eindruckdurchmesser als Ordinaten aufgetragen sind, wobei die untersuchten Stoffe sich nach ihren Härten für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm aneinander reihen. Auf dieselben Ordinaten wurden nun die Kegeldruckhärten für $P = 3000$ kg eingezeichnet. Während die Punkte der ersteren Härten einen stetig steigenden Linienzug bestimmen, zeigt der zweite bald steigende, bald fallende Linienzug, daß die Härteordnung der Stoffe, wenn man ihre Härten bei der Kugelbelastung 3000 kg zugrunde legt, eine ganz andere ist.

Wie schon oben erwähnt, benutzt man in der Praxis nach dem Vorschlage von Brinell als Maß der Härte das Verhältnis der Kugelbelastung zur sphärischen Oberfläche des Eindruckes. Die so berechnete Härtezahl ist kleiner als der mittlere Druck p_m, und zwar um so kleiner, je tiefer die Kugel in das Material

dringt, denn um so rascher nimmt die sphärische Oberfläche im Vergleich zur Projektion zu. Eine physikalische Bedeutung, wie dem mittleren Drucke p_m, kann dieser so bestimmten Härtezahl nicht zugeschrieben werden. Über den physikalischen Zusammenhang zwischen dem mittleren Druck und dem Eindruckdurchmesser lagert sich hier noch der geometrische Zusammenhang zwischen sphärischer Oberfläche und Grundfläche des Eindruckes. Die erhaltenen Härtezahlen steigen bei wachsendem Eindruckdurchmesser bis zu einem Höchstwert, um dann wieder abzunehmen. Unter Berücksichtigung der Gleichung $P = ad^n$ läßt sich nun zeigen, daß dieser Höchstwert je nach der Größe von n und von a für verschiedene Materialien bei ganz verschiedenen Belastungen erreicht wird. Es kann also leicht der Fall eintreten, daß bei der Prüfung dreier Stoffe, deren Härte nach dem in der Praxis üblichen Verfahren bei derselben Kugelbelastung bestimmt wird, der gefundene Wert von p_m bei dem einen sich noch in dem stark aufsteigenden Teil der Kurve befindet, beim zweiten den Höchstwert eben erreicht hat, während beim dritten Stoff der Wert von p_m schon weit über das Maximum hinaus ist und daher erheblich abgenommen hat. Daß der Vergleich dieser drei Härtezahlen über die Härteeigenschaften der untersuchten Stoffe nicht viel Klarheit bringen kann, ist einleuchtend.

Als wichtigstes Ergebnis dieses Teiles der Versuche ist die Erkenntnis zu betrachten, daß die durch das Kugeldruckverfahren bestimmten Härteeigenschaften eines Stoffes durch eine einzige Zahl nicht ausgedrückt werden können. Nachdem sich der Eindringungswiderstand mit der Eindringungstiefe und der Belastung der Kugel ändert, und nachdem die Änderung vom untersuchten Stoffe und von dessen Zustand abhängig ist, kann eine richtige Beurteilung der Härteeigenschaften nur mit Kenntnis der Härtekurve erfolgen, nur hierdurch wird ein Vergleich der Härten verschiedener Stoffe möglich.

Wie schon eingangs erwähnt, hat Professor Meyer außer der Kugeldruckprobe drei weitere Verfahren untersucht: das Föppl-Schwerdsche Zylinderdruckverfahren, das Martenssche Ritzhärteverfahren und die Kegeldruckprobe, bei der ein gehärteter Stahlkegel von der Öffnung $2\alpha = 90^0$ in die Oberfläche des Versuchsstückes gedrückt wird.

Bei der Zylinderdruckprobe werden zwei Zylinder aus demselben Material, kreuzweise übereinander gelegt, belastet; die hierbei ermittelten Werte der Härte p_m sind erheblich kleiner (etwa halb so groß), wie die Zahlen, die durch Kugelproben erhalten werden. In der Zahlentafel II sind die Werte von a und n für die untersuchten Stoffe Walzkupfer I, Flußeisen II, graues Gußeisen I und weißes Gußeisen der Zahlentafel I, wie sie sich beim Zylinderdruckverfahren und bei der Kugelprobe ergeben, einander gegenübergestellt. In den drei letzten Spalten sind die Verhältniszahlen der Zylinderdruckhärte zur Kugeldruckhärte für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und $d = 4$ mm, ferner für die Belastung $P = 3000$ kg angegeben.

Zahlentafel II.

Material	Werte der Konstanten: für das Föpplsche Zylinderdruckverfahren		Werte der Konstanten: für die Brinellsche Kugeldruckprobe		Verhältnis der bei der Zylinderdruckprobe ermittelten Härte zu der bei der Kugeldruckprobe bestimmten: beim Eindruckdurchmesser		bei 3000 kg Belastung
	a kg/qmm	n	a kg/qmm	n	$d = 1$ mm	$d = 4$ mm	
Walzkupfer I . .	28,0	2,28	45,0	2,085	0,62	0,82	0,93
Flußeisen II . .	50,0	2,27	80,0	2,22	0,63	0,67	0,71
Graues Gußeisen	37,0	2,39	81,0	2,38	0,46	0,47	0,53
Weißes Gußeisen	52,5	2,34	116,0	2,31	0,45	0,47	0,53

Aus dem Vergleich der Werte a ist auch ersichtlich, daß eine Härteskala, die auf Grund des Zylinderdruckverfahrens für die vier Materialien aufgestellt wird, anders ausfällt, als wenn die Kugeldruckhärten der Stoffe bei der Reihenfolge zugrunde gelegt werden. Im Prinzip sind jedoch beide Verfahren als gleich zu betrachten. Der oft erwähnte Vorzug der Zylinderdruckprobe, die beiden gegeneinandergedrückten Körper seien aus demselben Material, ist in Anbetracht der Inhomogenität des weitaus größten Teiles unserer Versuchskörper eher als Nachteil aufzufassen. Während nämlich die Kugeldruckprobe, solange die Kugel bleibende Formänderungen nicht erleidet, die Härte einer einzigen Stelle des Versuchskörpers angibt, bekommt man bei der Zylinderdruckprobe immer nur Mittelwerte für die Härten zweier Stellen.

In seiner Abhandlung: Über Härtebestimmung mittels der Brinellschen Kugeldruckprobe und verwandter Eindruckverfahren (Z. d. Österr. Ing.- und Arch.-Vereines, 1907, Nr. 11 u. 12) schlägt Paul Ludvik zur Härteprüfung die Kegeldruckprobe vor. Da bei verschieden tiefem Eindringen des Kegels die entstehenden Eindrücke geometrisch ähnlich sind, so verhalten sich, sofern das Gesetz der proportionalen Widerstände gültig ist, die zum Eindrücken erforderlichen Belastungen P wie die Quadrate der Eindruckdurchmesser; daher wäre der entstandene spez. Druck $\frac{P}{\frac{\pi}{4} d^2}$ unabhängig von der Eindrucktiefe.

Die Versuche ergaben, daß diese Unveränderlichkeit der Härtezahl von der Eindrucktiefe und von der Belastung für weite Grenzen nahezu gilt, wenn der Durchmesser des Eindruckes unter Berücksichtigung des Randwulstes gemessen wird. Die Kegeldruckhärte ist wesentlich größer als die Kugeldruckhärte für 1 mm Eindruckdurchmesser (im Mittel etwa 1,5 mal so groß) und auch größer als diejenige für 3000 kg Belastung (etwa 1,08 mal so groß).

Nach dem Ritzhärteverfahren von Martens werden in die geschliffene Oberfläche des Materials mit einer kegelförmigen Diamantspitze feine (0,003 bis 0,2 mm breite) Striche geritzt, wobei die Diamantspitze mit bestimmter, gleichmäßiger Geschwindigkeit geführt wird. Solange die Spitze eine horizontale Bewegung nicht ausführt, sind die Eindruckverhältnisse dieselben wie beim Kegeldruckverfahren. Wenn aber der Diamant in Bewegung ist, ändert sich die Sachlage insofern, daß sich nunmehr nur unter der Hälfte des Diamantkegels tragendes Material befindet, da im bereits vorhandenen Riß, also hinter dem Kegel, das Material beseitigt ist. Neben dem Widerstand gegen das Eindringen infolge der vertikalen Belastung der Diamantspitze tritt noch der Widerstand gegen das Weiterschreiten in horizontaler Richtung auf. Dieser Widerstand ist jedoch, wenn die Reibung der Spitze außer acht gelassen wird, ebenfalls senkrecht zur Oberfläche gerichtet und man erhält daher den spezifischen Druck (p_r) in der Berührungsfläche wie bei den anderen Verfahren in dem Verhältnis der Belastung und der zur Belastungsrichtung senkrechten Projektion der Eindruckfläche:

$$p_r = \frac{2P}{\frac{\pi}{4} d^2},$$

sofern d die Strichbreite in mm bezeichnet. Das Verhältnis der Kugeldruckhärte bei der Belastung $P = 3000$ kg zur Ritzhärte wird

für weiche Materialien zu 0,65,
„ mittlere „ „ 0,7 und
„ die härtesten „ „ 1,05

gefunden. In der Stufenfolge der einzelnen Stoffe zeigen Kugeldruckhärte und Kegeldruckhärte eine recht befriedigende Übereinstimmung und auch bei der Ritzhärteprüfung kann man von einer Übereinstimmung insofern sprechen, daß Stoffe, welche für die anderen beiden Verfahren einen großen Härteunterschied aufweisen, solche Unterschiede auch bei der Ritzhärteprüfung in gleichem Sinne zeigen.

Eine Ausnahme bilden die beiden untersuchten Gußeisen-Probestücke, die nach der Ritzhärteprüfung zu den sehr harten Körpern zu zählen wären, während sie nach der Kugeldruckprobe bei den mittleren Stoffen einzureihen sind. Eine Erklärung hierfür liegt wahrscheinlich in der Eigenart ihrer Gefügebeschaffenheit.

In der Fig. 5 sind die Kugeldruckhärten, Kegeldruckhärten und Ritzhärten als Ordinaten aufgezeichnet, wobei die untersuchten Stoffe nach der Größe ihrer Ritzhärte aneinander folgen. Bei der Beurteilung der Ritzhärten ist zu beachten, daß die Ausmessung der Rißbreiten infolge der Wulstbildung und des mehr oder weniger zerrissenen Randes sehr schwierig ist; die Abweichung der Härteskalen bei klei-

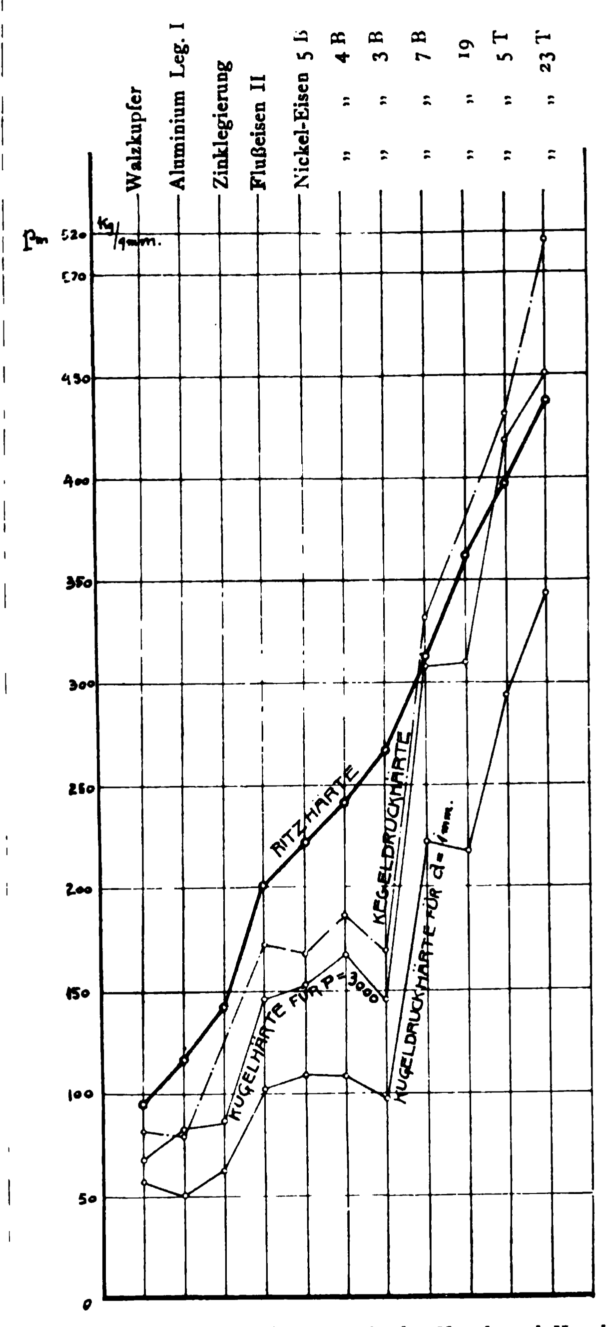


Fig. 5. Vergleich der Ritzhärte mit der Kugel- und Kegeldruckhärte.

neren Härteunterschieden ist vielleicht diesem Umstande zuzuschreiben.

Bei allen untersuchten Verfahren bestimmt der ermittelte Eindringungswiderstand, in Funktion der Eindrucktiefe oder der Belastung aufgezeichnet, Kurven, die je nach dem Material rascher oder langsamer steigen. Zur Beantwortung der Frage, welcher Teil oder welcher Punkt der Kurven als ein Maß für die Härteeigenschaften des Stoffes gewählt werden sollte, untersucht Prof. Meyer die physikalischen Feststellungen, die über das aussagen, was man im Leben und in der Technik unter Härte versteht. Im allgemeinen Sprachgebrauch nennt man denjenigen von zwei Körpern den härteren, der dem Eindringen eines dritten Körpers den größeren Widerstand entgegensetzt, oder auch denjenigen, der bei gleichem Gesamtdruck die geringeren Formänderungen erleidet. Dieser Härtebegriff hat sich jedenfalls bei der Verwendung der Materialien im täglichen Leben und insbesondere bei ihrer Bearbeitung herausgebildet, und der allgemeine Sprachgebrauch unterscheidet härtere und weichere Körper auch danach, ob sie sich schwerer oder leichter ritzen, bohren, hobeln, feilen und drehen lassen. Wichtig ist dabei, daß im täglichen Leben und auch in der Werkstatt nur bleibende Formänderungen beobachtet werden können, daß also bei der Ausbildung des Härtebegriffes an fertigen Gebrauchsgegenständen nur größere bleibende Formänderungen, die das bloße Auge beobachtet, eine Rolle spielen. Die Entstehung und Entwickelung des Härtebegriffes in der Mineralogie kann man sich auch nur in Verbindung mit bleibenden Formänderungen, mit der Bearbeitung der Steine, denken. Ist doch der Härtebegriff in der Mineralogie schon seit Jahrhunderten ausgebildet, während die Formänderungen, die innerhalb der Elastizitätsgrenze beim Eindringen eines Körpers in einen anderen auftreten, wohl zum erstenmal vor 25 Jahren von Hertz gemessen wurden.

Bei den oben genannten Bearbeitungsmethoden treten neben dem reinen Eindringungswiderstand zum Teil auch dynamische Wirkungen auf, infolge deren ein Körper härter erscheinen kann, als er ist, weil er der Beschleunigung des eindringenden Körpers einen Trägheitswiderstand entgegensetzt, der als Härte empfunden wird. Diese dynamischen Vorgänge haben mit dem Begriff der Härte offenbar nichts zu tun. Wenn man, dem allgemeinen Sprachgebrauch instinktiv folgend, häufig verlangt, daß die Härtezahlen der Körper über das Verhältnis des Widerstandes bei ihrer Bearbeitung Aufschluß geben sollen, so kann man dem vorläufig durch Einführung der Bezeichnungen Bohrhärte, Ritzhärte, Feilhärte usw. Rechnung tragen und damit zum Ausdruck bringen, daß hier der Härtebegriff für Erscheinungen verwendet wird, die nicht ohne Einführung anderer Materialeigenschaften aufeinander zurückgeführt werden können. Zunächst muß man sich darauf beschränken, den Begriff der Härte beim langsamen Eindringen eines Körpers normal zur Oberfläche des anderen physikalisch eindeutig und im Einklang mit einem geläuterten Sprachgebrauch zu bestimmen.

Zu diesem Zweck wird der Verlauf der Änderung des mittleren spezifischen Druckes betrachtet, wie er bei einem Eindruckversuch erhalten wird, wenn eine harte Kugel, im Grenzfall als starr mit dem Elastizitätsmodul ∞ angenommen, in eine weichere Platte gedrückt wird.

Die mittleren spezifischen Drucke bestimmen in Funktion der Kugelbelastung eine Kurve Fig. 6, auf der zwei bis drei charakteristische

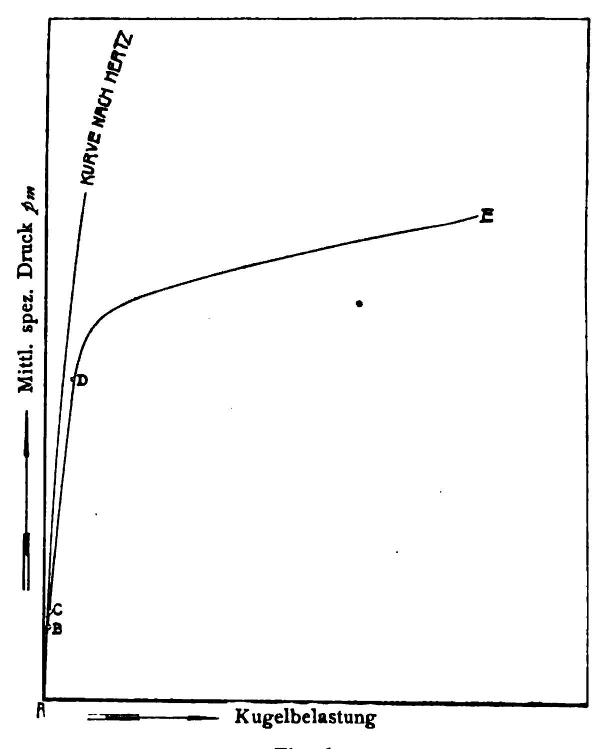


Fig. 6.

Punkte unterschieden werden können: der Punkt B, bei dem diese Kurve die unter Zugrundelegung des Hookeschen Gesetzes von Hertz berechnete Kurve verläßt und daher als Proportionalitätsgrenze bezeichnet werden kann, der Punkt C, von dem ab bleibende Formänderungen auftreten, die Elastizitätsgrenze, und schließlich der Punkt D, vom dem ab die anfangs steil ansteigende Kurve mehr oder weniger rasch umbiegt, die Fließgrenze. Naturgemäß können alle drei Punkte nahe zusammen-

fallen. Es ist nun einzusehen, daß der innerhalb der Elastizitätsgrenze liegende Teil der Kurve für die Härtebestimmung nicht in Betracht kommt. Dieser Teil der Kurve hängt ja nur von dem Ausdruck $\vartheta = 4\frac{m^2-1}{m^2 E}$ ab, da nach Berechnungen von Hertz der Eindruckdurchmesser innerhalb der Elastizitätsgrenze der dritten Wurzel dieses Ausdruckes proportional ist. Würde man also dem Vorschlag von Friezendorff (Stahl und Eisen 1906, S. 1025 ff.) folgen und den reziproken Wert des Koeffizienten ϑ als Maß der Härte bezeichnen, so würde man die merkwürdige Feststellung machen, daß weicher und gehärteter Stahl ungefähr gleich hart sind. Denn die Werte des Elastizitätsmoduls (E) und der Poissonschen Konstanten (m) ändern sich bekanntlich während des Härtungsprozesses ganz unerheblich. Der Hertzsche Vorschlag, die Härte durch diejenige Belastung zu messen, bei der in einem Punkte einer kreisförmigen Druckfläche die Elastizitätsgrenze eben überschritten wird, läßt sich wohl verteidigen für die von Hertz untersuchten Glassorten, bei denen die Überschreitung der Elastizitätsgrenze mit einer Zertrümmerung identisch ist. In diesen Fällen stellt die Hertzsche Härte einen Höchstwert da, eben den größten Eindringungswiderstand, den der untersuchte Körper leisten mag. Ganz anders sind jedoch die Verhältnisse, wenn man zur Untersuchung solcher Körper übergeht, bei denen der Eindringwiderstand auch nach der Überschreitung der Elastizitätsgrenze, und zwar ganz erheblich wächst, ohne daß ein Bruch des Materials eintritt. Dabei kann der Verlauf der Härtezunahmen jenseits der Fließgrenze für zwei Körper, die dieselben Elastizitätsgrenzen besitzen, völlig verschieden sein. Die Ansicht, daß die Elastizitätsgrenze nicht die Bedeutung besitzt, die ihr durch die Hertzsche Definition gegeben wird, vertritt auch Stribeck in seiner oben erwähnten Arbeit. Er fand die Elastizitätsgrenze eines von ihm untersuchten Sonderstahles bei 2000 kg/qcm, also wie bei weichem Flußeisen. Der Stahl, der nach Werkstattbegriffen sehr hart war, hatte nach Hertz die Härte von weichem Flußeisen. Alle diese Betrachtungen sprechen auch gegen die Vorschläge, die Proportionalitätsgrenze und Streckgrenze als Härtemaß zu verwenden und führen zu der Erkenntnis, daß zur Beurteilung der Härteeigenschaften eines Körpers gerade der im Fließgebiet liegende Teil der Härtekurve heranzuziehen ist. Der Einwand von Hertz, eine Härtemessung, die auf bleibenden Formänderungen beruht, könne nicht die ursprüngliche Eigenschaft des Materials wiedergeben, demzufolge sie nicht in Betracht kommen kann, dürfte nicht stichhaltig sein. Der veränderte Endzustand des Versuchskörpers ist ja nur eine Folge der hohen Belastungen unter dem eindringenden Körper und bei einer Härteuntersuchung ist gerade die Frage zu beantworten, welche Zustandsänderung im Material unter so hoher Belastung eintritt.

Wenn man nun beachtet, daß nach Überschreitung der Fließgrenze der Eindringwiderstand stetig wächst, ohne daß ein Punkt seines Wachstumes besonders charakteristisch für das Material wäre, so erkennt man, daß es vollständig willkürlich ist, irgendeinen Punkt der Kurve herauszugreifen und als Härte zu bezeichnen. Die Härteeigenschaften werden eben nur durch den ganzen Verlauf der Kurve gekennzeichnet.

Hätte der als starr gedachte Eindringungskörper nicht die Gestalt einer Kugel, sondern irgendeine andere Gestalt gehabt, so wäre bei anderen Formänderungen im allgemeinen auch eine andere Kurve des Eindringungswiderstandes entstanden; derselbe Fall tritt ein, wenn die Kugel nicht starr ist, sondern während des Eindringens bleibende Formänderungen erleidet. Der Vorgang kann dann so angesehen werden, als ob bei jeder weiteren Belastung ein Körper von anderer Oberflächengestalt als eindringender Körper benutzt würde. Nachdem die Formänderung der Kugel auf alle Fälle in einer Abplattung besteht, wird bei gleichem Eindruckdurchmesser eine geringere Eindringungstiefe erzielt, womit im allgemeinen auch ein geringerer mittlerer spezifischer Druck in der Berührungsfläche verbunden ist. Damit ist auch erklärt, warum bei der Stribeckschen Methode der Härteprüfung (a. a. O.) sich kleinere Härtezahlen ergeben, als beim Brinell-Verfahren.

Die Kurven des Eindringungswiderstandes, die man mit Eindringungskörpern von verschiedener Oberflächengestalt erhält, haben im allgemeinen für andere Stoffe auch eine verschiedene Lage zueinander. Die Härteskala ist daher mit der Gestalt des eindringenden Körpers veränderlich. Zurzeit scheint es außerordentlich schwierig, die verschiedenen Kurven auf eine Kurve zurückzuführen, und man kann es zunächst nicht umgehen, für jeden besonderen Fall der Prüfung von einer besonderen Härtekurve zu sprechen. Man kommt daher zu den Bezeichnungen Kugeldruckhärte, Zylinderdruckhärte, Kegeldruckhärte usw. Soviel darf jedoch ausgesprochen werden, daß die untersuchten Methoden der Härtebestimmung alle auf dem richtigen Wege und grundsätzlich gleich sind. Ein weiterer Fortschritt in dieser Richtung ist also nicht von einer grundsätzlichen Änderung des Prüfverfahrens, sondern von der mathematischen Behandlung des Pro-

blems und damit im Auffinden der Verbindungsglieder zwischen Härte und den anderen Materialeigenschaften zu erwarten.

(Eingegangen 7. Dezember 1907.)

Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke.

Von J. E. Petavel.

Die Methoden, deren man sich beim Entwurf und beim Bau gewöhnlicher hydraulischer Pressen bedient, sind jedem Ingenieur geläufig. Ich will mich deshalb in der vorliegenden Mitteilung auch auf eine Erörterung der besonderen Schwierigkeiten beschränken, denen man bei außergewöhnlich hohen Drucken begegnet.

Zum Zwecke gewisser Untersuchungen, die im Physikalischen Institut der Universität Manchester ausgeführt wurden, war die Beschaffung von Hilfsmitteln erforderlich, die gestatteten, in einem kleinen Rezipienten einen konstanten Druck von 30000 *lb* per *square inch*[1]) beliebig lange aufrecht zu erhalten. Es war wünschenswert, daß der Apparat nicht nur für den besonderen Zweck verwendbar sein sollte, für den er geplant war, sondern auch allgemein als Prüfungspumpe. Für diesen letzteren Zweck wurde ein Höchstdruck von 45000 *lb* per *square inch*[2]) gefordert. Diese Bedingungen führten zu der in Fig. 1 schematisch dargestellten Anordnung.

1) 1 *lb* (engl. Pfund) = 453,6 Gramm; 1 *inch* (engl. Zoll) = 25,3995 mm; 1 *square inch* (Quadratzoll) = 6,451 cm²; demnach ist 1 *lb* per *square inch* = 0,07 kg cm²; also 30000 *lb* per *square inch* angenähert = 2100 kg cm². (D. Übers.)

2) Angenähert 3150 kg/cm². (D. Übers.)

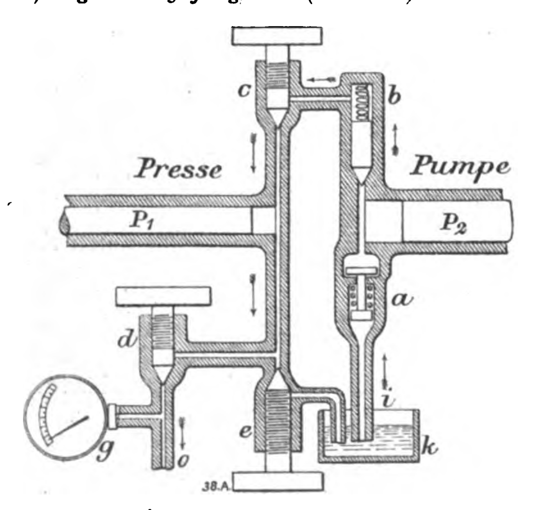


Fig. 1. Schnitt durch die hydraulische Pumpe. P_1 Zylinder und Kolben der Presse, *a* und *b* Ein- und Auslaßventil der Pumpe, P_2 Pumpenzylinder und Stempel, *c* und *d* Ein- und Auslaßventil der Presse, *g* Manometer, *e* Auspuffventil, *o* Verbindung zu dem zu prüfenden Apparat.

Die Maschine besteht aus zwei Teilen: einer durch einen Hebel betätigten doppelseitig wirkenden Pumpe und einer durch eine Schraube eingetriebenen Presse.

Für Drucke bis zu 15000 *lb* per *square inch*[1]) aufwärts wird nur die Pumpe verwendet. Wenn dieser Druck erreicht wird, wird die Pumpe durch Niederschrauben des Ventils *c* abgeschaltet und durch die Presse Wasser in den zu prüfenden Apparat hineingetrieben. Wenn der Rezipient klein ist, so kann ein einzelner Hub der Presse genügen, um den erforderlichen Druck zu erzeugen. Anderenfalls wird das Ventil *d* abgeschlossen und *c* geöffnet, und der Zylinder der Presse von neuem mit Flüssigkeit gefüllt. Dieses Verfahren wird so oft wiederholt wie nötig. Mit anderen Worten: die Ein- und Auslaßventile *a* und *b* der Pumpe arbeiten automatisch in der gewohnten Weise, die entsprechenden mit dem Zylinder der Presse verbundenen Ventile *c* und *d* hingegen werden von Hand betätigt.

Das Ventil *d* sperrt die Pumpe und die Presse vollkommen vom Rezipienten, seinem Manometer usw. ab. Dieses Gefäß und seine Zubehörteile sind so entworfen, daß alle Stopfbüchsen und alles organische Dichtungsmaterial ausgeschlossen ist und die erforderlichen Dichtungen und Verbindungen einfach dadurch hergestellt werden, daß die beiden Metallteile gewaltsam aneinander gepreßt werden. Wenn das Ventil *d* einmal geschlossen ist, kann somit keine Undichtigkeit vorliegen und jeder beliebige Druck bis hinauf zu 30000 *lb* per *square inch*[2]) kann tagelang aufrecht erhalten werden.

Die allgemeine Anordnung des Apparates, wie er in den Werkstätten der Universität gebaut worden ist, wird durch einen Blick auf

1) Angenähert 1050 kg cm². (D. Übers.)

2) Angenähert 2100 kg/cm². (D. Übers.)

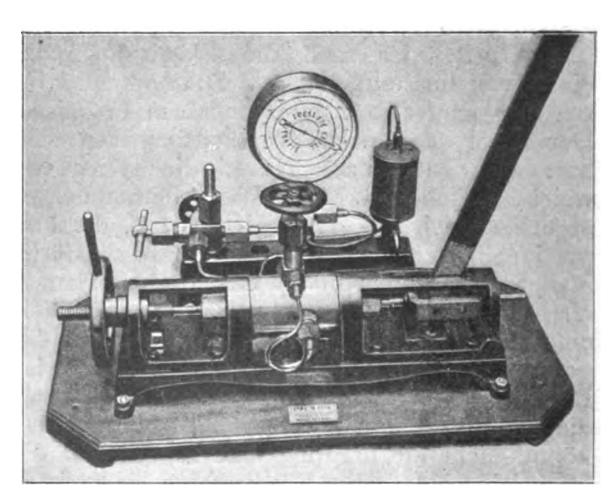


Fig. 2.

die Abbildung in Fig. 2 leicht verständlich werden. Ich darf mich daher auf die Beschreibung einiger Einzelheiten beschränken, die von besonderer Wichtigkeit sind.

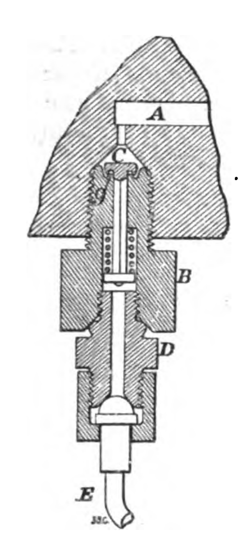


Fig. 3. Detaillierte Zeichnung des Einlaßventils. *A* Pumpenzylinder, *B* Ventilkammer, *C* Ventil mit Kreisnute *g*, die ihrerseits von dem Lederring ausgefüllt wird, *D* Deckel, *E* Einlaßrohr.

Fig. 3 zeigt einen Schnitt durch das Einlaßventil. Es bot anfänglich einige Schwierigkeit, einen für den Zweck geeigneten Ventiltypus zu finden. Bei dem üblichen konischen Metallventil wird eine sehr starke Regulierfeder erforderlich, und die Pumpe steht sogleich still, wenn die geringste Menge Luft ihren Weg in den Zylinder finden sollte. Wenn man dagegen ein Ventil mit einer flachen Lederunterlage verwendet, so wird die Lederscheibe durch den hohen Druck bald herausgepreßt und klemmt dann die Ventilkammer ein. Bei der gewählten Anordnung (siehe Fig. 3) trägt das Ventil rings eine Nute *g*, in welche ein Lederring eingepaßt ist. Ein Metallzapfen, der auf das Ventillager aufgeschliffen ist, paßt in diese Nute.

Das Auslaßventil bedarf keiner besonderen Beschreibung; Ventil sowohl als Ventilkammer bestehen aus Stückgut. Die beanspruchten Flächen müssen auf der Drehbank genau im gleichen Winkel geschnitten werden, so daß kein Nachschleifen nötig wird. Die Schraubenventile *c* und *d* (siehe Fig. 1) sind nach dem gewöhnlichen Typus[1]) gebaut. Die Spindeln sind aus Werkzeugstahl und die Stücke, in denen sie laufen, aus weichem Stahl. Es ist ratsam, den Konussen am Ende dieser Spindeln einen etwas spitzeren Winkel zu geben als ihn die Lager haben, auf denen sie ruhen, um dadurch die Fläche, auf welche der hohe Druck wirkt, wenn das Ventil abgeschlossen wird, so viel wie möglich zu verringern. Um einen plötzlichen Stoß auf das Manometer zu vermeiden, ist das Auspuffventil *e* jenseits der paar ersten Schraubengänge angeordnet. Wenn das Ventil zuerst geöffnet wird, muß daher das Öl seinen Weg durch zwei oder drei Gänge bahnen, und kann nur sehr langsam entweichen.

Die verschiedenen Verschlußstücke und Stopfbüchsen müssen außergewöhnlich lang gemacht werden. Das verwendete Packungsmaterial ist mit einer Mischung aus Talg und Graphit getränkte Asbestwolle. Zwischen diese und das stählerne Verschlußstück werden einige wenige Lederscheiben gelegt, welche verhindern, daß das feinere Material herausgepreßt wird.

Wenn diese Ventile einmal geschlossen sind, scheinen sie imstande zu sein, jedem Drucke zu widerstehen, dem man sie aussetzen mag; es ist aber einigermaßen schwierig, sie gegen einen Druck von mehr als 25000 *lb* per *square inch*[1]) zu schließen. Für die Verbindungen zwischen den verschiedenen Teilen der Pumpe und dem zu prüfenden Apparate kann man bei Drucken bis zu 10000 *lb* per *square inch*[2]) aufwärts hartgezogenes Kupferrohr von etwa $^1/_{16}$ *inch*[3]) lichter Weite und $^3/_8$ *inch*[4]) äußerem Durchmesser benutzen. Die Röhren werden in Messingkonusse eingeschraubt und eingelötet, welche durch Stahlmuttern an ihre Lager angedrückt werden.

Bei höheren Drucken scheinen die Verbindungen und Röhren allmählich schwächer zu werden, wenn sie längere Zeit auf einmal dem vollen Druck ausgesetzt werden. In mehr als einem Falle habe ich gesehen, wie in der angegebenen Weise verbundene Kupferröhren eine ganze Woche hindurch einen Druck von 20000 oder 30000 *lb* per *square inch*[5]) ausgehalten haben und dann unter einem viel niedrigeren Drucke nachgaben. Ob dies von einem langsamen Fließen des Metalles herrührt oder von irgendeiner zufälligen Ursache, ist nicht recht ersichtlich.

Oberhalb 10000 *lb* per *square inch*[6]) ist es daher ratsam, diese Art von Verbindungen zugunsten hartgezogenen Stahlrohres zu verlassen, das etwa $^1/_{16}$ *inch*[7]) lichte Weite und $^1/_2$ *inch*[8]) äußeren Durchmesser hat. Man stellt dann die Verbindung zwischen dem Rohr und dem Ansatzstück direkt in der Weise her, wie aus Fig. 4 ersichtlich wird.

1) Siehe Engineering 81, 430.

1) Angenähert 1750 kg/cm². (D. Übers.)
2) Angenähert 700 kg/cm². (D. Übers.)
3) Angenähert 1,6 mm. (D. Übers.)
4) Angenähert 9,5 mm. (D. Übers.)
5) Angenähert 1400 bzw. 2100 kg/cm². (D. Übers.)
6) Angenähert 700 kg/cm². (D. Übers.)
7) Angenähert 1,6 mm. (D. Übers.)
8) Angenähert 12,7 mm. (D. Übers.)

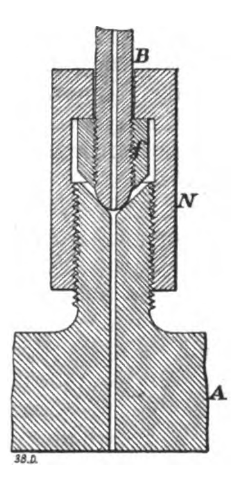


Fig. 4. Detaillierte Zeichnung einer Stahlrohrverbindung für sehr hohe Drucke.
A Hochdruckgefäß, *B* Stahlrohr mit eingeschraubter und angeschweißter Flansche *f*, *N* Stahlmutter, welche das konische Rohrende herabpreßt und dadurch den Schluß herstellt.

Ich habe gefunden, daß derartig verbundene Stahlrohre sich bei Drucken bis hinauf zu 45000 *lb* per *square inch*[1]) gut bewährt haben.

Die Gestalt und der allgemeine Bau des Gefäßes, in welchem die Versuche ausgeführt werden sollen, werden offenbar, je nach den Anforderungen, von Fall zu Fall verschieden sein, doch dürften ein paar Worte über die Dichtungen nicht unangebracht sein.

Kleine Öffnungen (1/4 *inch*[2])) kann man durch einen Metallkonus verschließen, der

1) Angenähert 3150 kg/cm². (D. Übers.)
2) Angenähert 6,3 mm. (D. Übers.)

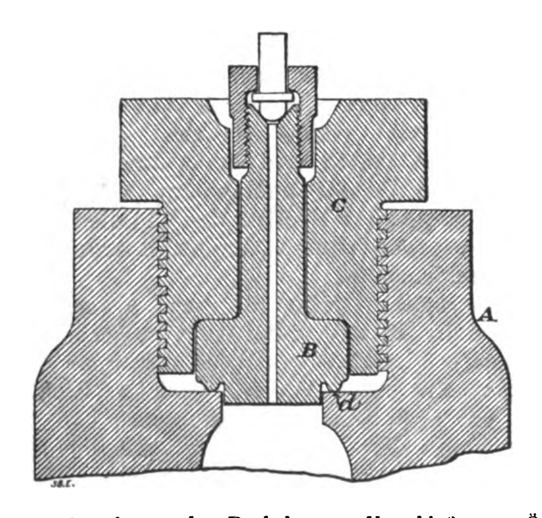


Fig. 5. Anordnung des Deckels zum Verschluß von Öffnungen bis zu 1 1/2 *inch* Durchmesser gegen Drucke von 10 bis 20 *Tons* per *square inch* (700 bis 1400 kg/cm². D. Übers.). *A* Körper des Hochdruckapparates, *B* Deckel: dieser trägt einen Ring *d*, der gegen eine flache Leiste drückt und dadurch einen luftdichten Schluß herstellt. Der mittlere Teil des Deckels ragt etwas über diesen Ring hinaus und schützt ihn dadurch gegen Beschädigungen, *C* Schraube, welche den Deckel niederhält.

ähnlich wie in Fig. 3 und Fig. 4 angeordnet wird. Bei größeren Öffnungen, bis zu 1 1/2 *inch*[1]) im Durchmesser aufwärts, gelangt ein stählerner Keil von der in Fig. 5 dargestellten Form zur Anwendung. Bei noch größerem Durchmesser muß der Deckel einen stählernen Zapfen tragen, der gegen einen in eine Aussparung in dem Hauptteil eingelassenen Kupferring drückt, wie dies Fig. 6 zeigt. Die Stärke des Deckels und der Gefäßwände müssen natürlich dem Arbeitsdruck angepaßt werden.

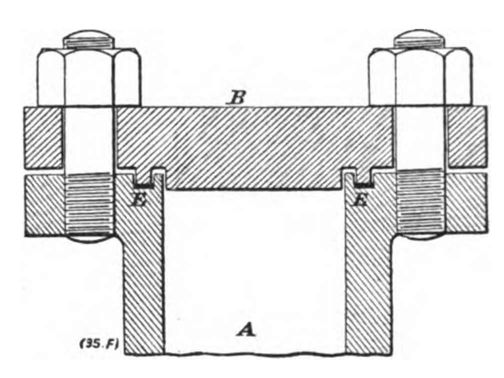


Fig. 6. Deckel zum Verschluß großer Öffnungen.
A Hochdruckgefäß, *B* Deckel, *E* Zapfen, die in eine Nute passen, welche ihrerseits einen Ring aus Blei oder Kupfer enthält.

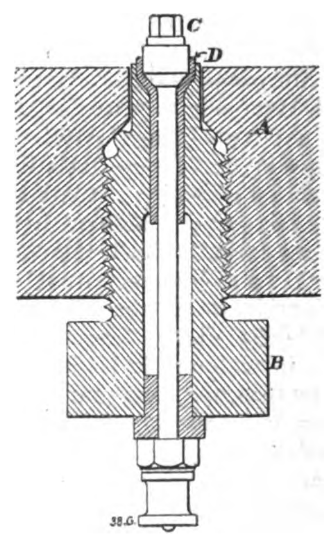
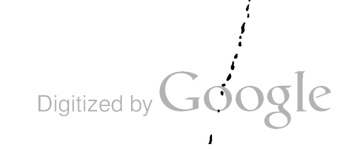


Fig. 7. Konstruktion einer isolierten Klemme, wie sie zur elektrischen Heizung usw. innerhalb eines Hochdruckgefäßes verwendet wird.
A Gefäßkörper, *B* Hohler Stahlstöpsel, *C* Zentralleiter, *D* Hohler Ebonitkonus und Rand zur Isolierung des Leiters.

Bei den Versuchen ist es oftmals erforderlich, die Verwendung eines elektrischen Stromes im Innern des Gefäßes vorzusehen. Man verwendet dann Klemmen von der in Fig. 7 gezeichneten Art. Die allen Isoliermaterialien

1) Angenähert 38,1 mm. (D. Übers.)



anhaftende Schwachheit und Brüchigkeit umgeht man, indem man das Material unter Druck statt unter Spannung verwendet. Im Hinblick hierauf ist das Isoliermaterial zu einem Hohlkegel geformt, dessen weites Ende einwärts gerichtet ist. Die Isolation paßt in eine konische Aussparung und wird daher um so fester hineingetrieben, je höher der Druck ist. Unter passender Bemessung der Leitung und der Dicke der Isolation ist diese Anordnung für die zum Betriebe elektrischer Öfen erforderlichen großen Stromstärken (1000 Ampere), sowie für die zur Entzündung eines Explosivstoffes nötigen kleinen Stromstärken zur Anwendung gelangt.

Die vorstehenden Ausführungen bilden einen summarischen Bericht über einige der Anordnungen, die ich während der letzten Jahre bei der Konstruktion vieler verschiedener Typen solcher Apparate verwendet habe, die für Untersuchungen bei hohen Wasser- oder Gasdrucken bestimmt waren. Ich hoffe, daß diese Mitteilungen denen einigen Nutzen bieten werden, die mit experimentellen Arbeiten dieser Art beschäftigt sind.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Oktober 1907.)

BESPRECHUNGEN.

H. Bouasse, Bases physiques de la musique. „Scientia“, Série physico-mathématique, No. 28. 8. 109 S. Paris, Gauthier-Villars. 1906. 2 Frs.

„Seit ich vor nunmehr bald zwanzig Jahren zum ersten Male die Abhandlung über die physiologischen Grundlagen der Musik [1]) von Helmholtz gelesen habe, habe ich für dieses Buch eine tiefe Bewunderung empfunden. Ich habe es seither oftmals wieder gelesen, und meine Bewunderung hat nicht abgenommen.“

„Wenn es indessen der Zufall will, daß ich mit Physikern darüber rede, so stelle ich in neun Fällen unter zehn fest, daß sie nur seinen Titel kennen. Sie sind zu entschuldigen, denn das Buch ist dick und das Leben kurz. Aber sie scheinen zu glauben, daß dieses vor nunmehr bald fünfzig Jahren geschriebene Buch veraltet und keineswegs mehr auf der Höhe sei. Nach ihren Reden brauchen sie gar nicht darüber nachzudenken.“

„Spreche ich mit einem Musiker darüber, so will es mein Unstern, daß mein Partner das Buch, ohne es jemals gelesen zu haben, für unmodern, falsch, gut zum Einstampfen erklärt. Wodurch er es zu ersetzen gedenkt, ist im allgemeinen recht dunkel und liegt noch in den Falten seines Gehirns verborgen. Er macht sich natürlich die verkehrteste Vorstellung von dem, was die Physiker unter einer Theorie verstehen, und begnügt sich mit Erklärungen, die nichts weiter sind als Umschreibungen.“

„Ich bin nun kürzlich auf den Gedanken gekommen, daß es nützlich sein würde, die Helmholtzschen Grundlagen allen zugänglich zu machen, dadurch daß ich sie zu einem möglichst kurzen und klaren Buche zusammenfaßte.“

Aus diesen Sätzen, welche Herr Bouasse seinem Buche vorausschickt, erhellt der Zweck seiner Arbeit vollständig. Wir dürfen ihm dankbar sein für sein Bestreben, weiteren und weitesten Kreisen seiner Landsleute das Verständnis für das Helmholtzsche Werk und die Freude daran zu erschließen. Ich glaube, daß das kleine Büchlein, welches Herr Bouasse nunmehr in die Welt schickt, wohl geeignet sein dürfte, seinen Zweck zu erfüllen. Ein großer Vorzug des Originalwerkes mußte naturgemäß bei dieser Bearbeitung verloren gehen: die künstlerisch abgerundete Darstellungsweise. Es ist geradezu unvermeidlich, wenn man den Inhalt eines Buches wie des Helmholtzschen auf etwa 100 Seiten des kleinen Formats der Sammlung „Scientia“ zusammendrängt, in einen etwas lehrhaft-trockenen Ton zu verfallen. Man darf also dieserhalb mit Herrn Bouasse nicht gar so streng ins Gericht gehen.

Für den deutschen Leserkreis dürfte das Buch des Herrn Bouasse wohl weniger Bedeutung gewinnen. Einmal fehlt es uns nicht an deutschen Lehrbüchern über diesen Stoff, die auf Helmholtzscher Grundlage stehen. Und außerdem ist das Helmholtzsche Buch selbst jedem deutschen Physiker und jedem deutschen Musiker völlig in Fleisch und Blut übergegangen. Oder etwa nicht?! — Max Iklé.

1) Es handelt sich natürlich um die französische Ausgabe „Théorie physiologique de la musique“, die 1874 in der Übersetzung von Guéroult bei Masson in Paris erschienen ist.

G. Mercator, Das Arbeiten mit modernen Flachfilmpackungen. gr. 8. VIII u. 32 S. Mit 8 in den Text gedruckten Abbildungen. (Encyklopädie der Photographie; Heft 56.) Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 1,—.

Die Gewichtsersparnis und geringere Zerbrechlichkeit der Films gegenüber den Glasplatten begünstigt ihre Benutzung auf Reisen,

auch auf Forschungsreisen in den gemäßigten Zonen. Hier wieder verdrängt der Flachfilm wegen der größeren Bequemlichkeit, die einzelnen Bilder getrennt zu behandeln, mehr und mehr den Rollfilm. Da aber die Flachfilmpackungen nicht wie die Rollfilmpackung auf einem einheitlichen System beruhen, ist es oft schwierig, sich mit den Eigenheiten der verschiedenen Packungen genügend vertraut zu machen. Hier wird das angezeigte Büchlein ein guter Führer sein. Es bespricht die Belichtungs- und Entwicklungsweise der Afga-, Hemera-, Zeiß- und Premofilmpackung und der Vidilfilms. Riesenfeld.

O. Diels, Einführung in die organische Chemie. gr. 8. 12 u. 315 S. Mit 34 in den Text gedruckten Abbildungen. Leipzig, J. J. Weber. 1907. M. 7,50.

Die vorliegende Einführung in die organische Chemie ist in erster Linie dazu bestimmt, die Studierenden der Naturwissenschaft in großen Zügen über dieses Gebiet zu orientieren. Es werden daher vor allem die charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen homologen Reihen und Gruppen sowie ihre wechselseitigen Übergänge ausführlich behandelt, während der Verf. auf eine eingehende Beschreibung einzelner Verbindungen verzichtet. Auch die physikalisch-chemischen Beziehungen der einzelnen Stoffe zueinander oder die kinetische Behandlung auch nur der wichtigsten Reaktionen hat in dem engen Rahmen des Buches keinen Platz gefunden. Als erste Einführung aber scheint das Buch sehr geeignet zu sein und wird neben den vielen anderen kurzen Lehrbüchern seine Stellung gut behaupten können. Riesenfeld.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für den Unterricht an höheren Lehranstalten. 4. verbesserte Auflage. 8. VIII u. 385 S. mit 420 Textabbildungen, 1 Spektraltafel u. 560 Übungsaufgaben. Stuttgart, Fr. Grub, Verlag. 1907. Gebunden M. 3.60.

Da über die 3. Auflage dieses Werkes hier ausführlicher referiert worden ist (**6**, 88, 1905), so genügt der Hinweis, daß die dort gerühmten Vorzüge des Buches nach kurzer Zeit diese Neuauflage erforderlich gemacht haben. Zu bedauern bleibt nur, daß die Behandlung der Dynamyk und ein genaueres Eingehen auf das Gesetz von der Erhaltung der Energie immer noch am Schluß steht, und dadurch die Anwendung dieses Prinzips auf alle Gebiete der Physik erschwert wird. H. Kochan.

W. Abendroth, Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. II. Band: Kursus der Unter- und Oberprima. 3. Auflage. gr. 8. VII u. 291 S. mit 174 Figuren und 1 farb. Tafel. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 4.—, gebunden M. 4,50

Dieses Buch ist für Prima berechnet und enthält nur Mechanik, Akustik und Optik. Es wird demgemäß schon gereifteres Verständnis vorausgesetzt, und die mathematische Behandlungsweise tritt mehr hervor. Gelegentlich vielleicht zu sehr. Wenn die Wellenlehre z. B. so durchgenommen wird wie hier, so müssen mehrere Physikstunden allein auf Rechnung verwandt werden. Überhaupt scheint mir die Deduktion das Experimentelle manchmal zu sehr zurückzudrängen. So würde ich eher die Gesetze an den einfachen Maschinen zur Bestätigung des Energieprinzips verwenden als sie hieraus abzuleiten. Nichtsdestoweniger ist das Buch durch seine ganze Darstellung und die reichhaltigen Anwendungen der Gesetze zur Vertiefung des Unterrichts durchaus geeignet.

Als Kleinigkeiten seien noch bemerkt: Bei Erwähnung der Emanations- und Undulationstheorie müßte auch der elektromagnetischen Lichttheorie gedacht werden; vom „Glühen" der Gase in Geißlerröhren zu reden, ist nicht einwandfrei. H. Kochan.

L. Zehnder, Grundriß der Physik. gr. 8. XXXII u. 438 S. mit 355 Abbildungen. Tübingen, Laupp'sche Buchh. 1907. M. 7.—, gebunden M. 8.—

An einen bereits mit den Elementen der Physik vertrauten Leserkreis wendet sich dieses Buch. Verfasser denkt an erster Stelle an höhere Telegraphenbeamte, aber auch Studierende, die Physik als Nebenfach betreiben.

Ohne großen mathematischen Apparat sind die Grundlagen sehr scharf hervorgehoben. Die Darstellung ist außerordentlich klar. Als besonderen Vorzug kann man den beständigen Hinweis auf die Grenzen zwischen genauer Naturerkenntnis und Hypothese rühmen. Dabei werden auch bei einzelnen Hypothesen ihre Vorzüge und Mängel besprochen, so z. B. bei Undulations- und elektromagnetischer Lichttheorie, wobei übrigens Verf. die Undulationstheorie wieder mehr zur Geltung bringen will. Auch ungelöste Fragen schließt Verf. nicht aus, sondern erwähnt ihre Erklärungsversuche. Mehrfach eingestreute kurze Hinweise werden wohl manchen zu genauerem Studium anregen. In einem Anhang werden mittels höherer Mathematik einige Herleitungen gegeben. Bei dem gedachten Leserkreis hätte das vielleicht in

den Hauptteil mit aufgenommen werden können. — Durch reiches Register und kurze, inhaltsvolle Überschriften ist das Buch auch als Repetitorium eingerichtet. H. Kochan.

Die Kultur der Gegenwart, Teil I, Abteil. 6: Systematische Philosophie von W. Dilthey, A. Riehl, W. Wundt, W. Ostwald, H. Ebbinghaus, R. Eucken, Fr. Paulsen, W. Münch, Th. Lipps. Lex.-8. VIII u. 432 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. geh. M. 10,—, in Leinw. geb. M. 12.—.

Der vorliegende, die Philosophie behandelnde Band des großen, von Hinneberg herausgegebenen Literaturwerks „Die Kultur der Gegenwart" bietet kein einheitliches System der Philosophie, sondern gibt von der Hand ihrer bedeutendsten Vertreter verfaßte Monographien der einzelnen philosophischen Teilgebiete.

Obwohl für jeden Gebildeten das vollständige Buch außerordentlich lesenswert ist, mögen hier nur die speziell für den Physiker interessanten Teile besprochen werden. Zuerst sei der von W. Ostwald geschriebene Abschnitt erwähnt, der die Naturphilosophie behandelt (S. 138—172). Hier gibt der Verfasser einen kurzen Abriß der Gedankenreihen, die er ausführlicher in seinen „Vorlesungen über Naturphilosophie" dargelegt hat. Wie besonders in der wertvollen Einleitung hervortritt, ist jedoch in der hier vorliegenden Bearbeitung der Konnex mit der eigentlichen Fachphilosophie und damit auch mit der historischen Entwicklung der Philosophie enger geworden. Im übrigen freilich betont Ostwald selbst, daß er die subjektive Färbung seiner Darstellung nicht habe vermeiden wollen, die dadurch bedingt sei, daß er selbst sich um die Erneuerung der Naturphilosophie unserer Zeit bemüht habe. Er erörtert zuerst den Unterschied von Naturwissenschaft und Naturphilosophie: die Naturphilosophie beschäftigt sich mit Aussagen allgemeinster Art von naturgesetzlichem Charakter, Aussagen, die natürlich eine gewisse Unsicherheit besitzen und demgemäß nicht unmittelbar in den Bereich der Naturwissenschaft fallen (S. 145). Deutlicher vielleicht ist die spätere Erklärung: Naturphilosophie bedeute eine Zusammenfassung und Vereinheitlichung unseres gesamten Wissens von der Natur (S. 171). Darauf gibt er einen Überblick über die allgemeinsten Begriffe, mit deren Hilfe wir uns in der Außenwelt zurechtfinden, indem er die Prinzipien der logisch-mathematischen, der physischen und endlich der biologischen Wissenschaften bespricht. Der Inhalt insbesondere dieser Abschnitte deckt sich im wesentlichen mit den Anschauungen, die Ostwald in seinen obenzitierten „Vorlesungen" vertritt. Am eindrucksvollsten ist die Darstellung der Bedeutung des Energiebegriffes. Die Grundlagen der Mathematik dagegen werden mit so starken Vereinfachungen vorgeführt, daß man die Verwicklung der dort vorliegenden Verhältnisse kaum zu ahnen vermag. So ist es z. B. auffällig, daß der fundamentale Begriff der Irrationalzahl überhaupt nicht erwähnt wird.

Von ganz besonderem Reiz ist es nun, aus den andern von Fachphilosophen geschriebenen Aufsätzen des Buches zu ersehen, wie jene sich zu der von den philosophierenden Naturforschern vertretenen Richtung stellen. Vor allem sei hier der von W. Wundt geschriebene Abschnitt „Metaphysik" genannt (S. 103—137). Der große Leipziger Philosoph weist zuerst auf den bemerkenswerten Umstand hin, daß überhaupt fast sämtliche Metaphysik der heutigen Zeit nicht von „Philosophen" gemacht wird, sondern daß sie inmitten der positiven Wissenschaften entsteht, insbesondere innerhalb der Naturwissenschaft. Unter der „Metaphysik" versteht er hierbei „den auf der Grundlage des gesamten wissenschaftlichen Bewußtseins eines Zeitalters oder besonders hervortretender Inhalte desselben unternommenen Versuch, eine die Bestandteile des Einzelwissens verbindende Weltanschauung zu gewinnen". Aus dieser Erklärung ergibt sich bei genauerer Betrachtung, daß die modernen philosophierenden Naturforscher, wie Häckel, Ostwald und Mach, durchweg echte Metaphysiker sind, trotzdem sie selbst sich sehr leidenschaftlich als Gegner der Metaphysik erklären. Wundt gibt dann eine außerordentlich geistvolle Charakteristik der Metaphysik in der gegenwärtigen Naturwissenschaft, die zu dem Besten gehört, was über dieses Gebiet je gesagt worden ist.

Zuerst werden Häckels Welträtsel von einem universellen Standpunkte aus in vornehmer objektiver Weise besprochen: Wundt zeigt den poetisch-mythologischen Charakter seines Systems auf und findet, daß dasselbe erst in der Kindheitsstufe der griechischen Naturphilosophie (Empedokles) seine nächsten Verwandten habe.

Dann kritisiert Wundt Ostwalds Anschauungen in sehr treffender Weise. Wie frühere Philosophen das Sein, das Werden und die Substanz nacheinander als tragende Begriffe benutzten, so verwendet Ostwald den Begriff der Energie, der zunächst sich nur in der Naturwissenschaft bewährt hat, und subsumiert ihm rücksichtslos alles Wirkliche, Natur und Geist. Dadurch erweist er sich als dialektisch-ontologischer Metaphysiker von empirischer Schattierung, ganz wie Aristoteles. Ist doch sogar die Energie, wenngleich in

spezialisierter und mit Maßbegriffen verknüpfter Form, identisch mit dem Formbegriff des Aristoteles, der „Energeia", und die „Dynamis" des Aristoteles, die Möglichkeit oder Anlage, kehrt in der „potentiellen Energie" wieder, ohne daß natürlich hier irgendwo von einer bewußten Anlehnung die Rede sein kann. Wundts Kritik richtet sich, wie man erkennt, vor allem gegen Ostwalds Lehren von der geistigen Energie und vom Guten und Schönen, wo Ostwald allerdings die Grenzen seiner Naturphilosophie weit überschreitet.

Aus dem dann folgenden scharfsinnigen Urteile Wundts über Mach, den „kritischen Metaphysiker", sei allein dies erwähnt: Machs Ökonomieprinzip ist rein apriorisch und stellt nur eine besondere Zusammenfassung der Kantschen apriorischen Kategorien dar.

Von den übrigen Teilen des Werkes haben ebenfalls Beziehungen zur Naturwissenschaft der inhaltsreiche Abschnitt „Erkenntnistheorie" von A. Riehl (S. 88—99; insbesondere S. 92ff. über Mach und Hume und S. 102 Mach und über Berkeley), sowie der interessante Schlußabschnitt des Bandes, „Die Zukunftsaufgaben der Philosophie" von F. Paulsen (S. 389—421).

Alles in allem: die Lektüre des vorliegenden Werkes ist jedem Naturwissenschaftler sehr warm zu empfehlen; er kann sich mit seiner Hilfe leicht über die fundamentale Frage unterrichten, welche Stellung seine Wissenschaft im Gesamtsystem der Wissenschaften einnimmt und wieweit sie zur Begründung einer philosophischen Weltanschauung beizutragen vermag.

F. Jüttner.

Tagesereignisse.

Aus der Adolf Salomonsohnstiftung, welche den Zweck hat, „Beihilfen zu gewähren behufs Förderung wichtiger Arbeiten auf den Gebieten der Naturwissenschaften (einschließlich Biologie und Medizin) durch hervorragend tüchtige Kräfte, denen für die längere Dauer der Forschungen genügende Mittel nicht zur Verfügung stehen" sind stiftungsgemäß bis zu 2200 Mark zur Verwendung verfügbar.

Bewerbungen sind bis zum 15. Januar 1908 schriftlich an den Wirklichen Geheimen Ober-Regierungsrat Dr. Schmidt in Berlin, Unter den Linden 4, mit der Aufschrift Adolf Salomonsohn-Stiftungssache zu richten.

Eine neue Vergrößerung der Sorbonne wird in den nächsten Jahren durchgeführt werden, u. a. wird auf gemeinsame Kosten des Staates und der Stadt Paris ein chemisches Institut gebaut, in dem die verschiedenen Zweige des chemischen Unterrichts der Fakultät der Wissenschaften vereinigt werden sollen.

Programm für den vom 21. April bis 2. Mai 1908 in Göttingen abzuhaltenden mathematisch-physikalischen Ferienkursus für Lehrer höherer Schulen.

Mathematik und Astronomie. Klein: Besprechungen über elementaren Unterricht in der Differential- und Integralrechnung. 3 d. (Doppelstunden.) — Behrendsen: Über die Gestaltung des mathematischen Unterrichts im Sinne der neueren Reformideen. 1 d. — Minkowski: Neuere Ideen über die Grundgesetze der Mechanik. 2 d. — Schwarzschild: Ausgewählte Fragen der Astrophysik. 2 d.

Physik. Riecke: Über die Erscheinungen der Radioaktivität. 3 d. — Simon: Elektrische, magnetische und dielektrische Kreise. 2 d. Wechselströme, elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. 1 d. — Prandtl: Probleme der Motorluftschiffahrt und der Flugtechnik. 2 d. — Wiechert: Die neueren Ergebnisse über die Beschaffenheit des Erdinnern mit besonderer Berücksichtigung der Erdbebenforschung. 2 d. — Gerdien: Luftelektrizität und luftelektrische Messungen. 2 d. — Behrendsen: Über Resonanzerscheinungen. 1 d. — Bestelmeyer: Demonstrationen in dem Praktikum für Radioaktivität. 1 Nachmittag. — Krüger: Demonstrationen aus dem Kurse für physikalische Handfertigkeit. 1 Nachmittag.

Demonstrationen und Besichtigungen in den mathematisch-physikalischen Instituten der Universität, im Gymnasium und in dem städtischen Elektrizitätswerke.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Verliehen: Dem Privatdozent der Chemie an der Universität Breslau Dr. Walter Herz, dem Privatdozent der Astronomie an der Universität Halle Dr. Hugo Buchholz, dem Privatdozent der Mathematik an der Universität Marburg Dr. Friedrich von Dalwigk, dem Privatdozent der Chemie an der Universität Erlangen Dr. Eduard Jordis der Titel a. o. Professor.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der chemischen Technologie an der deutschen Technischen Hochschule in Prag Hofrat Dr. Karl Zulkowski, der frühere ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Adolf Paalzow.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. | 1. Februar 1908. Redaktionsschluß für No. 4 am 3. Februar 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
H. Schlundt u. R. B. Moore, Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen. S. 81.
J. Stark, Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra. S. 85.
J. Becquerel, Einfluß von Temperaturänderungen auf die anomale Dispersion in Kristallen. S. 94.
C. W. Lutz, Über ein Saitenelektrometer. S. 100.
A. Grau u. F. Ruß, Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden. S. 107.
E. Grimsehl, Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt. S. 109.
Chr. Ries, Phosphor und Paraffinflamme im elektrischen Feld. S. 110.
Tagesereignisse. S. 112.
Personalien. S. 112.
Gesuche. S. 112.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen.[1])

Von Herman Schlundt und Richard B. Moore.

Im Jahre 1900 fand Sir William Crookes[2]), daß durch Zusatz von Ammoniumcarbonat in geringem Überschuß zu Lösungen von Uransalzen Uran X, oder der Teil des Salzes, welcher für die β-Aktivität verantwortlich gemacht werden muß, von dem Uran abgeschieden wurde. Letzteres löste sich in dem überschüssigen Ammoniumcarbonat, während das Uran X unlöslich blieb und abfiltriert werden konnte. Während wir andere Methoden zur Abscheidung des Uran X von Uran versuchten[3]), wiederholten wir eine Reihe von Malen den Crookesschen Versuch. Dabei fanden wir, daß die Vollständigkeit der Trennung von der Stärke der zur Verwendung gelangenden Ammoniumcarbonatlösung abhing. Wir haben kürzlich diesen Punkt eingehender untersucht: Wenn eine $^1/_2$ Normal-Lösung des Carbonats verwendet wird, ist die Trennung recht gut, wenngleich nicht so vollständig wie mit den Methoden der Verfasser[4]), bei denen Aceton, Methyl- und Äthylacetat, Alkohol und andere organische Lösungsmittel verwendet werden. Wird die Stärke des Carbonats gesteigert, so geht mehr und mehr Uran X in Lösung. Mit anderen Worten: Uran X ist zwar in einer verdünnten Lösung von Ammoniumcarbonat einigermaßen unlöslich, in einer konzentrierten Lösung dagegen ganz löslich.

Setzt man einer nahezu gesättigten Lösung von Uranylnitrat eine heiße vierfach Normallösung von Ammoniumcarbonat im Überschuß zu, so erhält man bei der Abkühlung einen leichten gelben kristallinischen Niederschlag von Uranylammoniumcarbonat.[1]) Alles Uran X bleibt in der Lösung, nicht im Niederschlag. Kocht man das Filtrat, bis das noch in Lösung gebliebene Uran niedergeschlagen wird, und mißt man die Abfallsgeschwindigkeit der β-Aktivität dieses Niederschlages, so wird man finden, daß sie der des Uran X nach schließlichem Eintritt von Gleichgewicht entspricht.

Die gesamte Aktivität des Doppelcarbonats wächst beim Stehen schnell und erreicht gewöhnlich in ungefähr zwölf Tagen einen Höchstwert; diese Zeit schwankt allerdings ein wenig. Danach bleibt die Aktivität praktisch konstant. Als wir diese Beobachtung zuerst machten, folgerten wir natürlich, daß eine Abscheidung einer neuen Art radioaktiver Materie stattgefunden habe, welche α-Strahlen aussendet, und daß die Zunahme in der Aktivität des zusammengesetzten Carbonats von der Neubildung dieser neuen Art von Materie herrührte, welche daher in dem Filtrat zu finden sein müßte. Wenn die vorstehende Annahme über die Ursache der Aktivitätszunahme des Niederschlages richtig wäre, so müßte der aus dem Filtrat gewonnene Rückstand beim Stehen eine entsprechende Aktivitätsabnahme aufweisen. Obschon die β-Aktivität, wie bereits erwähnt, tatsächlich infolge der Anwesenheit des Uran X abnahm, zeigte sich keine wahrnehmbare Änderung der α-Aktivität. Wir suchten deshalb nach einer anderen Erklärung.

Im Verlaufe der Messungen über die Aktivitätszunahme des Carbonats sahen wir, daß

---

1) Von R. B. Moore der Amerikanischen Chemischen Gesellschaft auf der 36. Generalversammlung zu Toronto, Canada, im Juni 1907 vorgelegt.
2) Proc. Roy. Soc. **66**, 409, 1900.
3) Phil. Mag., Okt. 1906; Le Radium **3**, 332, 1906.
4) a. a. O.

1) Formel: $UO_2CO_3 . 2(NH_4)_2CO_3$; Ebelmen, Ann. chim. et phys. (3) **5**, 208; Lieb. Ann. **43**, 303, 1842.

seine gelbe Farbe etwas tiefer gelb wurde. Das brachte uns auf den Gedanken, daß vielleicht die Verbindung an der Luft eine spontane Zersetzung erleiden könnte. Bei sanftem Erhitzen der Verbindung fanden wir, daß die gesamte Aktivität in ähnlicher Weise zunahm, wie die, welche man beim Stehenlassen des Niederschlages erhält. Diese Beobachtungen führten uns zu einer weiteren Versuchsreihe, welche uns die richtige Erklärung für die anomale Aktivitätsänderung lieferte, daß nämlich die Aktivitätsänderungen von einem Gewichtsverlust der Verbindungen begleitet waren. Dies ging aus folgendem Versuch hervor: Eine kleine Menge des fein gemahlenen Salzes wurde bei 40^0 C getrocknet. Darauf wurde es in einem Achatmörser mit Chloroform verrieben und diese Masse auf ein Aluminiumblech geschüttet. Der dünne Überzug auf dem Blech, der sich nach dem Verdampfen des Chloroforms vorfand, wog 0,336 Gramm und war gleichmäßig über die Platte verteilt. Darauf wurde die anfängliche Gesamtaktivität des Salzes mittels eines Dolezalekschen Elektrometers und des üblichen Versuchsgefäßes bestimmt und dann das Salz kurze Zeiten hindurch in einem Heißluftofen auf Temperaturen zwischen 70^0 und 220^0 C erhitzt. Nach jeder Erhitzung wurde das Salz gewogen und die Aktivitätszunahme gemessen. Die Kurve, die wir erhielten, wenn wir die Aktivitätszunahme und den Gewichtsverlust zu Ordinaten und Abszissen wählten, war praktisch eine gerade Linie. Mit anderen Worten: Die Aktivitätszunahme ist dem Gewichtsverlust praktisch proportional. Beim Stehen verliert das Salz infolge des Verlustes von Kohlendioxyd, Wasser und Ammoniak an Gewicht, und die Aktivitätszunahme rührt wiederum von diesem Gewichtsverlust her. Wenn wir das Salz abwechselnd erhitzten und durch Stehen an der Luft an Gewicht verlieren ließen, so erhielten wir dieselbe Kurve.

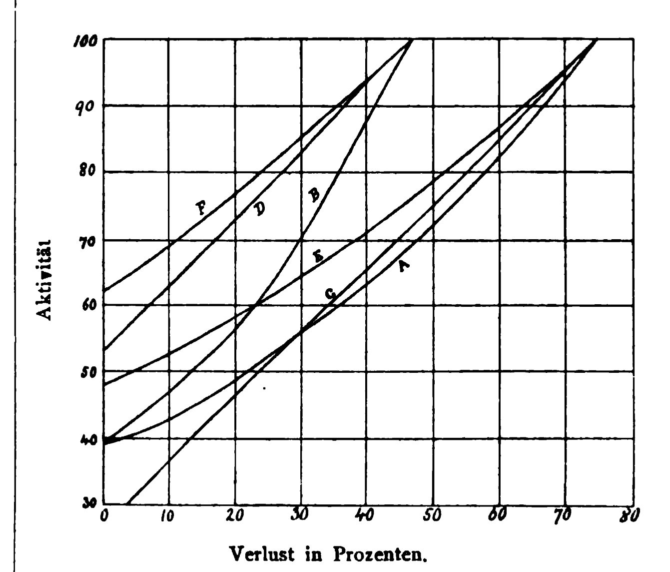
Bei weiteren Versuchen stellten wir den radioaktiven Überzug auf einem Platinblech her und steigerten die Temperatur schließlich bis zur hellen Rotglut. Der Rückstand auf dem Blech bestand dann aus dem olivengrünen Uranoxyd, U_3O_8. In Tabelle 1 ist eine typische Reihe von Ergebnissen mitgeteilt. Die erste Spalte gibt den prozentualen Gewichtsverlust an; das äquivalente Hemmungs- oder Absorptionsvermögen des entfernten Materials, wie es sich in der im Zusammenhang mit der Diskussion der Ergebnisse beschriebenen Weise berechnet, ist in der zweiten Spalte angegeben; die dritte Spalte zeigt die entsprechende beobachtete Aktivität. Bei der Angabe der Aktivitäten wurde dem nach dem Glühen verbleibenden Rückstand der Wert 100 beigelegt. Bei diesem besonderen Versuch wog die Carbonatschicht 320 mg und war über eine Fläche von 16,5 cm^2 ausgebreitet.

Tabelle 1.

Uranylammoniumcarbonat,
$UO_2CO_3 \cdot 2(NH_4)_2CO_3$.

Prozentualer Gewichtsverlust	Prozentualer Verlust an Hemmungsvermögen	Beobacht. Aktivität	Berechnete Aktivität	
			I	II
0	0	39,0	25,9	53,4
3,0	4,8	39,8	30,7	56,4
6,0	9,7	43,4	35,6	59,4
12,2	19,5	47,9	45,4	65,6
14,5	23,2	52,0	49,1	67,9
17,5	28,0	54,5	55,9	70,9
26,1	41,8	64,0	67,7	79,5
28,4	45,4	69,3	71,0	81,8
40,3	64,5	91,6	90,4	93,7
43,1	69,0	97,4	94,9	97,5
46,6	74,8 (74,1)	100	100	100
—	—	—	125,9	153,4

Die vorstehenden Ergebnisse sind in der Figur graphisch dargestellt. Die Kurve B zeigt



Verlust in Prozenten.

die Aktivitätszunahme als Funktion des Gewichtsverlustes und Kurve A die Aktivitätszunahme als Funktion des unter Zugrundelegung des Gewichtsverlustes berechneten Hemmungsvermögens. Von den Annahmen, die bei der Berechnung der in der vierten und fünften Spalte angegebenen Aktivitäten gemacht worden sind, wird in einem späteren Teile dieser Arbeit die Rede sein.

Wir stellten dann ähnliche Versuche mit Uranylacetat und Uranylnitrat an. Das benutzte Nitrat enthielt nahezu sechs Moleküle Kristall-

wasser, das Acetat zwei. Beide Salze waren reine Präparate von Kahlbaum. Mit jedem der Salze wurden mehrere Versuche angestellt. In den Tabellen 2 und 3 werden typische Messungsreihen angegeben. Beim Arbeiten mit dem Nitrat gelang es uns nicht, Schichten von gleichmäßiger Dicke zu gewinnen: Das fein gemahlene Salz bildet in den Flüssigkeiten, mit denen es aufgeschwemmt wurde, keine guten Suspensionen, und der nach der Verdampfung der flüchtigen Flüssigkeit auf dem Blech verbleibende Niederschlag schwankt demzufolge mehr oder minder in der Dicke.

Tabelle 2.

Uranylacetat, $UO_2(C_2H_3O_2)_2 \cdot 2H_2O$. — 203 mg Salz auf eine Oberfläche von 16,5 cm² verteilt.

Prozentualer Gewichtsverlust	Äquivalenter Verlust an Hemmungsvermögen	Beobachtete Aktivität
0	0	47,6
3,4	6,7	52,1
8,9	17,5	57,9
9,4	18,7	58,2
14,3	27,4	61,9
21,7	40,5	70,2
26,6	49,5	78,4
33,0	61,4	93,6
34,1	63,5	98,5
37,0	68,2	100

Tabelle 3.

Uranylnitrat, $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$. — 208 mg Salz über eine Oberfläche von 16,5 cm² verteilt.

Prozentualer Gewichtsverlust	Äquivalenter Verlust an Hemmungsvermögen	Beobachtete Aktivität
0	0	44,6
8,4	15,4	50,5
13,9	25,6	54,0
21,4	34,1	59,9
28,5	47,8	72,7
34,2	56,7	79,5
35,6	58,7	85,0
39,1	63,5	92,9
41,3	66,7	95,7
42,4	68,5	100

Diskussion der Ergebnisse.

Bragg und Kleeman[1]) fanden im Verlauf ihrer Untersuchungen über die Abnahme der Reichweite der vom Radium ausgehenden α-Teilchen beim Durchgang durch verschiedene Atome und Moleküle, daß das Hemmungsvermögen einer Verbindung eine additive atomistische Eigenschaft darstellt. Das atomistische Hemmungsvermögen der verschiedenen untersuchten Elemente erwies sich als angenähert proportional der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht; oder mit anderen Worten: Das spezifische Hemmungsvermögen — d. h. das für ein Gramm des Elements berechnete — ändert sich umgekehrt wie die Quadratwurzel aus dem Atomgewicht, und das Produkt aus dem spezifischen Hemmungsvermögen und der Quadratwurzel des Atomgewichts ist eine Konstante. Zu einem ähnlichen Schlusse gelangten Mc Coy und Goettsch[1]) bei ihren Untersuchungen über die Absorption der α-Strahlen des Uraniums. Sie fanden, daß die Absorption in der Gewichtseinheit eines Elementes der Quadratwurzel aus seinem Atomgewicht umgekehrt proportional ist. Die Ausdrücke „Absorption" und „Hemmungsvermögen" bezeichnen danach denselben Zusammenhang.

Bei unseren Versuchen erhöhte ein Gewichtsverlust von 37 bis 47 v. H. die Aktivität des Rückstandes auf das Zwei- bis Zweiundeinhalbfache. Daraus schließen wir, daß das Hemmungsvermögen der Gewichtseinheit des beim Glühen verlorenen Materials das des Rückstandes übertrifft. Wenn man für das Hemmungsvermögen der in Frage kommenden Elemente die Quadratwurzeln der Atomgewichte einführt, so müßte man eine größere Aktivitätszunahme beobachten: Bei dem doppelten Carbonat z. B., dessen Molekulargewicht 522,7 ist, tragen die Elemente Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlenstoff, Stickstoff und Uran, jedes unabhängig für sich, zu dem Hemmungsvermögen der Schicht bei. Ihre Atomwirkungen haben beziehungsweise die Werte: 1, 4, 3,46, 3,75 und 15,44, und das molekulare Hemmungsvermögen der Verbindung ergibt sich als die Summe zu 100,8. Der Rückstand von U_3O_8 bildet 53,8 Gewichtsprozente der Verbindung, sein Hemmungsvermögen für ein Uranatom beläuft sich aber nur auf 26,1, und sein prozentuales Hemmungsvermögen reduziert sich danach auf 26,1/100,8 oder 25,9 v. H. Das Hemmungsvermögen des verlorenen Materials ist demnach 74,1, das ist der am unteren Ende der zweiten Spalte von Tabelle 1 angegebene Wert. Die Tatsache, daß die Aktivität auf den vollen zweiundeinhalbfachen Betrag anwuchs, steht ziemlich in gleich guter Übereinstimmung mit dem abgeleiteten Werte — 25,9 v. H. — wie mit der Annahme, daß die Endaktivität sich umgekehrt mit dem Gewicht des Rückstandes ändert. Die anderen Werte in der zweiten Spalte der Tabelle 1 wurden auf Grund der Annahme berechnet, daß Ammoniak, Kohlensäure und Wasser bei allen Temperaturen in denselben Verhältnissen ausgetrieben wurden.

Die Zersetzungsprodukte des Uranylammoniumcarbonats wurden bei mehreren Temperaturen zwischen 70° und 160° C qualitativ

1) Phil. Mag. (6) 10, 318, 1905.

1) Journ. Amer. Chem. Soc. 28, 1555, 1906.



untersucht. In allen Fällen wurden Ammoniak, Kohlensäure und Wasserdampf entwickelt.

Die berechneten Werte für die Aktivitäten in der vierten Spalte der Tabelle 1 wurden nach der folgenden Methode erhalten: Zu dem Endwert der Aktivität — 100 — wurde die Anzahl der Prozente für das Hemmungsvermögen des Rückstandes addiert. Der so gewonnene Wert 125,9 kann als die Höchstaktivität des Überzuges angesehen werden, wenn dieser sein gesamtes Hemmungsvermögen verloren hat. Die übrigen Zahlen in dieser Spalte wurden dann in der Weise gewonnen, daß von dem Höchstwerte die Anzahl der Prozente für das Hemmungsvermögen dieses Rückstandes abgezogen wurde. Die Werte in der letzten Spalte der Tabelle wurden in derselben Weise erhalten, unter Zugrundelegung der Prozente für die verschiedenen Gewichte der Schicht. Die Kurven C und D in der Figur liefern die zugehörigen graphischen Darstellungen.

Die Untersuchungen von Mc Coy[1]) und Goettsch[2]) über die Radioaktivität einer großen Anzahl Uranverbindungen ergeben, daß die Absorption der α-Strahlen angenähert einem logarithmischen Gesetze folgt. Wir können somit schreiben:

$$A = A_0\, e^{-kw}.$$

Hier bedeutet A_0 die Höchstaktivität der Schicht, wenn sämtliche emittierte α-Teilchen ihre höchste Reichweite in Luft besitzen, d. h. wenn die Schicht kein Hemmungsvermögen ausübt; w bezeichnet das Gewicht der Schicht zu irgendeiner Zeit, und k ist die Absorptionskonstante des Materials, aus welchem die Schicht besteht. Wir berechneten zwei Reihen von Werten für die Aktivität unter Zugrundelegung der in den beiden ersten Spalten der Tabelle 1 mitgeteilten Werte für den prozentualen Verlust. Die berechneten Aktivitäten sind in Tabelle 4 wiedergegeben. Der Wert 129,6 am Fuße der vierten Spalte in der Tabelle stellt den Höchstwert der Aktivität, also den Wert von A_0, dar. Er wurde durch Einsetzen von 100 für A in die vorstehende Exponentialformel erhalten; dabei wurde dem Exponenten der entsprechende Wert für das prozentuale Hemmungsvermögen des schließlichen Rückstandes, 0,259, beigelegt. Die übrigen Werte für A in dieser Spalte berechneten wir dann in der Weise, daß wir dem Exponenten den Wert des Hemmungsvermögens der Schicht beilegten, wie er sich aus den Quadratwurzeln der Atomgewichte der vorkommenden Elemente herleitet. Die in der letzten Spalte angegebenen Werte wurden auch mittels der Exponentialformel berechnet, indessen wurden die Gewichtsprozente der Schichten eingesetzt. Die Ergebnisse werden durch die Kurven E und F graphisch veranschaulicht.

1) Journ. Amer. Chem. Soc. **27**, 391, 1905.
2) Journ. Amer. Chem. Soc. **28**, 1541, 1906.

Tabelle 4.
Uranylammoniumcarbonat.

Prozentualer Gewichtsverlust	Prozentualer Verlust an Hemmungsvermögen	Beobacht. Aktivität	Berechnete Aktivität I	Berechnete Aktivität II
0	0	39,0	47,7	62,6
3,0	4,8	39,8	50,0	64,7
6,0	9,7	43,4	52,5	66,6
12,2	19,5	47,9	55,4	70,2
14,5	23,2	52,0	60,1	72,6
17,5	28,0	54,5	63,1	74,8
26,1	41,8	64,0	72,4	81,5
28,4	45,4	69,3	75,1	83,2
40,3	64,5	91,6	90,9	93,9
43,1	69,0	97,4	95,0	96,6
46,6	74,8 (74,1)	100,0	100,0	100,0
—	—	—	129,6	170,6

Die Kurve E schließt sich anscheinend am engsten an die experimentellen Tatsachen an. Sie schließt die Annahme in sich, daß die Änderung der Aktivität mit dem Gewichtsverlust angenähert einem logarithmischen Gesetze folgt, und daß das Hemmungsvermögen der ausgestoßenen Elemente für die Gewichtseinheit des Materials der Quadratwurzel aus ihren Atomgewichten umgekehrt proportional ist. Die Schichtdicke des Endrückstandes war bei allen Versuchen kleiner als die für Schichten von Uraniumoxyd mit Höchstaktivität erforderliche.[1]) Durch Verwendung dickerer Schichten wird man einige der Versuchsfehler verringern. Untersuchungen mit anderen Uraniumverbindungen und mit dicken Schichten sind im Gange.

Zeichnet man die Versuchsergebnisse für Uranylnitrat und Uranylacetat auf, so ergeben sich Kurven, die den in unserer vorliegenden Figur dargestellten für das Doppelcarbonat sehr ähnlich sind. Die Kurve, die man für das Nitrat erhält, wenn man die Aktivität als Funktion des Gewichtsverlustes darstellt, ist bis hinauf zu einem Verlust von 20 v. H. sehr nahezu eine Gerade. Dann tritt ein Richtungswechsel ein. Dieser Knick in der Kurve entspricht sehr nahe dem aus der Verbindung erhaltenen Prozentgehalt an Wasser. Die Richtungsänderung sollte höchstens etwas allmählich erfolgen, insofern als durch Erhitzen des Salzes zur Austreibung des Kristallwassers eine basische Verbindung entsteht.

Die hier dargestellte Versuchsmethode dürfte uns bei weiterer Ausarbeitung in den Stand setzen, das Hemmungsvermögen solcher Bestandteile von Uranverbindungen festzu-

1) Mc Coy, Journ. Amer. Chem. Soc. **27**, 395, 1905.

stellen, die durch Erhitzen entfernt werden können.

University of Missouri, Columbia, Missouri, U. S. A. und Butler College, Indianapolis, Indiana, U. S. A.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. November 1907.)

Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra.

Von J. Stark.

§ 1. Einleitung, Bindung von Valenzelektronen.

In einer früheren Mitteilung[1]) wurde das Plancksche Elementargesetz auf die Emission von Licht (Röntgenstrahlen) durch freie negative Elektronen angewendet. In einer weiteren Mitteilung[2]) wurde das Plancksche Elementargesetz mit der Hypothese kombiniert, daß die Serienlinien der Atomionen durch Resonanzstöße von Kanal- und Kathodenstrahlen zur Emission gebracht werden können, und gefolgert, daß die kinetische Energie des stoßenden Teilchens oberhalb eines Schwellenwertes liegen muß, wenn sein Stoß zur Emission in einer Serienlinie führen soll, eine Folgerung, welche die Beobachtung des Intensitätsminimums im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen bestätigt. In der vorliegenden Mitteilung wird das Plancksche Elementargesetz mit einer Hypothese über den Ursprung des Bandenspektrums kombiniert, welche bereits für mehrere experimentelle Untersuchungen heuristisch verwertet wurde.

Es lassen sich hinsichtlich der Art ihrer Bindung und ihrer Funktion zwei Arten[3]) von negativen Elektronen im chemischen Atom unterscheiden. Erstens kommen im chemischen Atom negative Elektronen vor, welche durch ihre Anordnung in einem Ringe die positive Elektrizität konstituieren; diesen „Ringelektronen" sind die Serienlinien zuzuordnen; insofern deren Perioden durch die Zugehörigkeit zum Ringe fest gegeben sind, schreibt für die Lichtemission in ihnen das Plancksche Elementargesetz ein Minimum von erregender Energie vor. Zweitens kommen im chemischen Atom negative Elektronen vor, welche die Aufgabe haben, die positive Ladung des Elektronenringes nach außen zu neutralisieren; diese Elektronen repräsentieren die negativen Valenzstellen des Atoms und seien darum „Valenzelektronen" genannt. In dem Vorgang der Ionisierung werden nicht „Ringelektronen", sondern „Valenzelektronen" von dem neutralen chemischen Atom abgetrennt; diese stellen dann freie Elektronen dar. Sowohl dem Ringelektron wie dem Valenzelektron und dem freien Elektron haben wir die gleichen elektromagnetischen Konstanten $\frac{\varepsilon}{m_0}$ und h_0 zuzueignen ($\frac{\varepsilon}{m_0}$ = Verhältnis von Ladung zur Masse bei der Geschwindigkeit Null, h_0 = Strahlungskonstante in dem Planckschen Elementargesetz $e = h_0 n$).

Die Hypothese[1]) über den Ursprung des Bandenspektrums, welche wir den nachstehenden Folgerungen zugrunde legen, behauptet nun, daß die Perioden des Bandenspektrums den abtrennbaren Elektronen oder „Valenzelektronen" eigentümlich sind, und daß die Bandenlinien bei der Rückkehr der Valenzelektronen in die Bindung an positive Atomsphären, bei der Wiedervereinigung mit den positiven Atomresten emittiert werden. Die Energie, welche hierbei ausgestrahlt wird, ist die potentielle Energie der von positiven Atomsphären gelösten negativen Valenzelektronen. Bei der Emission des Bandenspektrums ist also die im Maximum ausstrahlbare Energie fest gegeben; darum schreibt in diesem Falle das Plancksche Elementargesetz ein Minimum der ausstrahlbaren Wellenlänge vor.

Hinsichtlich der Bindung eines Valenzelektrons an positiv geladene Atomsphären sind vom physikalischen Standpunkt aus drei Fälle zu unterscheiden. Erstens können die von einem Valenzelektron ausgehenden elektrischen Kraftlinien alle nach den positiven Sphären des eigenen Atoms zurücklaufen; die Kraftlinien des Elektrons, welche auf der dem positiven Atomrest zugewandten Seite entspringen (Fig. 1), sind unmittelbar durch positive Stellen gebunden; die auf der entgegengesetzten Seite entspringenden Kraftlinien treten dagegen auf eine gewisse Distanz erst in den äußeren Raum, bevor sie umbiegend nach positiven Sphären des eigenen Atoms zurücklaufen und durch diese gebunden werden. Die Bindung[2]) in den letzteren Kraft-

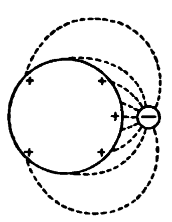


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. **8**, 882, 1907.
2) Diese Zeitschr. **8**, 913, 1907.
3) Diese Zeitschr. **8**, 883, 1907.

1) Ann. d. Phys. **14**, 525, 1904; diese Zeitschr. **7**, 355, 1906; **8**, 81, 1907.
2) Nebenbei sei bemerkt, daß die chemischen Elemente nicht bloß hinsichtlich der Zahl der Valenzelektronen ihres einzelnen Atoms sich voneinander unterscheiden, sondern

linien ist darum wegen der größeren Entfernung der positiven Sphären des eigenen Atoms nicht so stark wie in den ersteren Kraftlinien. Wir wollen diesen Fall der Bindung eines Valenzelektrons, welche ausschließlich durch das eigene Atom erfolgt, „ungesättigt" nennen und in diesem Sinne auch von einem „ungesättigten Valenzelektron" sprechen.

Bei der Abtrennung eines ungesättigten Elektrons von seinem positiven Atomrest muß entgegen der elektrischen Anziehung Arbeit geleistet werden; es wird dadurch potentielle Energie geschaffen. Diese ist im Maximum bei vollständiger Abtrennung (Ionisierung), wenn also der Abstand zwischen dem abgetrennten Elektron und seinem Sitz auf dem Atom sehr groß geworden ist. Diese maximale potentielle Energie des abgetrennten ungesättigten Valenzelektrons sei mit V_u bezeichnet. Bei einer partiellen Abtrennung ist die potentielle Energie gleich $x V_u$, wo x eine Zahl kleiner als Eins ist. Bei der Wiedervereinigung eines partiell oder total abgetrennten ungesättigten Valenzelektrons wird nach unserer Annahme die Energie $x V_u$ in einem Bandenspektrum ausgestrahlt; die verschiedenen Linien des Bandenspektrums entsprechen den verschiedenen möglichen Phasen der Wiedervereinigung; in ihrer Gesamtheit stellen sie das Bandenspektrum des ungesättigten Valenzelektrons dar; dieses ist charakteristisch für das einzelne Atom des betreffenden Elements.

Der zweite Fall der Bindung eines Valenzelektrons liegt dann vor, wenn die Bindung der von ihm in den äußeren Raum tretenden Kraftlinien dadurch verstärkt wird, daß positive Sphären von einem zweiten neutralen Atom (Fig. 2) soweit genähert werden, daß die ihnen

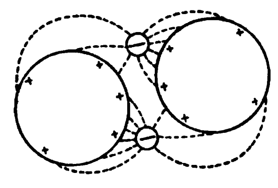


Fig. 2.

zugewandte Seite des Elektrons einen kleineren Abstand von ihnen hat, als von den positiven Sphären des eigenen Atoms, wobei der Abstand längs der einzelnen Kraftlinie zu messen ist. Diese Verstärkung der Bindung eines Valenzelektrons durch ein zweites Atom bedingt die Bindung der zwei Atome aneinander; eine derartige Bindung eines Valenzelektrons in einer chemischen Verbindung oder einem Molekül

wesentlich auch hinsichtlich der Stärke der Bindung der Valenzelektronen an die positiven Sphären des eigenen Atoms. Vgl. diese Zeitschr. 3, 405, 1902 und weiter unten § 3.

wollen wir gesättigt nennen und in diesem Sinne von „gesättigten Valenzelektronen" sprechen.

Bei der Lösung der Bindung eines gesättigten Valenzelektrons an ein fremdes Atom, also bei der Lösung der Atome voneinander oder bei der Dissoziation des von ihnen konstituierten Moleküls wird entgegen der elektrischen Anziehung Arbeit geleistet und somit potentielle Energie geschaffen; diese ist im Maximum bei vollständiger Dissoziation; dieses Maximum der potentiellen Energie eines gesättigten Valenzelektrons in bezug auf eine bestimmte Molekülkonfiguration sei mit V_g bezeichnet. Nach unserer Hypothese kann die Energie $x V_g$ $(x \leq 1)$ bei der Rückbildung des partiell oder total dissoziierten Moleküls in einem Bandenspektrum emittiert werden. Dieses, das Bandenspektrum des gesättigten Valenzelektrons, stellt einen neuen Fall eines Bandenspektrums dar; es ist charakteristisch für die gesättigte Bindung des Elektrons in dem betreffenden Molekül.

Der dritte Fall der Bindung eines Valenzelektrons kommt ebenfalls innerhalb einer chemischen Verbindung oder eines Moleküls vor. Statt daß jedoch durch die Anlagerung von Atomen die Bindung eines Elektrons nach außen verstärkt wird, kann auch entgegengesetzt die Bindung eines Valenzelektrons an sein eigenes Atom dadurch gelockert werden, daß ihm durch die erzwungene Annäherung fremder Valenzelektronen positive Sphären des eigenen Atoms entzogen werden, ohne daß ihm zur Kompensation positive Sphären anderer Atome zur Bindung dargeboten werden. Hierbei wird das Valenzelektron durch die abstoßende Kraft von seiten fremder Valenzelektronen von seinem Ort auf seinem eigenen Atom bis auf einen gewissen Abstand fortgedrängt und so in seiner Bindung gelockert. In diesem Sinne wollen wir im Gegensatz zur „Bindung" von einer „Lockerung" eines Valenzelektrons und von „gelockerten Valenzelektronen" sprechen. Es liegt auf der Hand, daß die „Lockerung" eines Elektrons das Vorhandensein einer chemischen Verbindung von Atomen zur Voraussetzung hat. Da ferner die auf das gelockerte Elektron wirkende abstoßende Kraft eine wechselseitige zwischen Elektronen ist, so müssen im allgemeinen in einer Verbindung gleichzeitig mehrere gelockerte Valenzelektronen vorkommen. Außer diesen gelockerten Elektronen müssen aber auch gesättigte Valenzelektronen in dem Molekül vorhanden sein, da sie die Bindung der einzelnen Atome in der Molekülkonfiguration bewirken müssen. Es ist darum möglich, daß von einem Molekül gelockerte Valenzelektronen abgetrennt werden, ohne daß das Molekül selbst dissoziiert wird.

Die vorstehenden Beziehungen sind in der Fig. 3 schematisch ausgedrückt; sie stellt eine

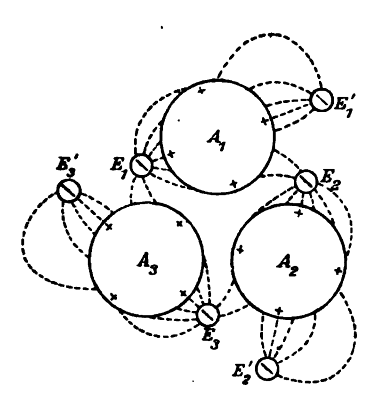


Fig. 3.

Verbindung von drei gleichartigen zweiwertigen Atomen dar; die drei Valenzelektronen E_1, E_2, E_3 sind gesättigt und binden die Atome zusammen; die drei Valenzelektronen E'_1, E'_2, E'_3 sind dagegen infolge der Konfiguration des Moleküls ungesättigt und gelockert.

Bei der Bildung einer Verbindung mit gelockerten Valenzelektronen wird ein Teil der Energie, welche an den sich sättigenden Valenzelektronen frei wird, dazu verwendet, eine Arbeit $a V_u$ $(a < 1)$ zu leisten, entgegen den elektrischen Kräften an den gelockerten Valenzelektronen. An den Valenzstellen erster Art einer solchen Verbindung wird demnach bei der Bildung Arbeit frei, dagegen wird Arbeit konsumiert an den Valenzstellen zweiter Art. Trennt man ein gelockertes Elektron von seinem Atom ab, so hat man dabei entgegen der elektrischen Anziehung eine Arbeit zu leisten, die nunmehr um den Betrag $a V_u$ kleiner als V ist; die maximale potentielle Energie eines gelockerten Valenzelektrons nach der Abtrennung von seinem Atom sei $V_0 = V_u (1 - a)$, die Zahl a sei der Lockerungskoeffizient[1]) genannt. Nach unserer Hypothese soll diese Energie V_0 bei der Rückkehr des abgetrennten gelockerten Elektrons in sein Molekül in einem Bandenspektrum ausgestrahlt werden können. Dieses stellt einen dritten Fall eines Bandenspektrums dar; dieses ist charakteristisch für die Lockerung des Elektrons in dem betreffenden Molekül.

Nach dem Vorstehenden sind auf Grund unserer Hypothese[1]) über die elektrische Struktur des chemischen Atoms folgende Arten von chemischen Verbindungen oder Molekülen möglich: 1. Moleküle, welche nur gesättigte Valenzelektronen enthalten; 2. Moleküle, welche außer gesättigten auch noch ungesättigte Valenzelektronen besitzen; 3. Moleküle, in welchen gesättigte und gelockerte Valenzelektronen vorkommen; 4. Moleküle, welche gleichzeitig die drei Arten der Bindung von Valenzelektronen aufweisen. Gemäß dem Vorstehenden haben wir auch drei Fälle von Bandenspektren zu unterscheiden, entsprechend den drei Arten der Bindung von Valenzelektronen; im allgemeinsten Fall kann ein Molekül gleichzeitig diese drei Arten von Bandenspektren besitzen. Den drei Arten von Bandenspektren sind für das einzelne Valenzelektron die maximalen Energien V_u, V_0 und V_g zuzuordnen, diese werden nach unserer Hypothese bei der Wiederanlagerung des abgetrennten ungesättigten, gelockerten bez. gesättigten Valenzelektrons in elektromagnetische Strahlungsenergie[2]) verwandelt. Aus dem Vorstehenden ergibt sich als notwendige Folgerung, daß alle Spektra, welche charakteristisch sind für bestimmte Bindungen in einem Molekül (Verbindungsspektra), Bandenspektra sind.

§ 2. Spektrale Lage und Bau der Bandenspektra.

Die nachstehenden Folgerungen gelten für die drei charakterisierten Arten von Bandenspektren. Es sei $V (V_u, V_g, V_0)$ die maximale potentielle Energie eines aus seiner Bindung gelösten Valenzelektrons, V sei in Erg ausgedrückt. Die kleinste Wellenlänge, welche das Valenzelektron bei seiner Wiederanlagerung emittieren kann, besitzt dann gemäß dem

1) Der Lockerungskoeffizient a kann so groß und V_0 so klein werden, daß das gelockerte Valenzelektron unter Aufwand von sehr geringer Energie beispielsweise durch die thermische Translationsenergie von seinem Molekül abgetrennt werden kann; es entsteht dann ein positiv geladenes Molekül und ein freies Elektron. In diesem Fall ist ein Aggregat derartiger Moleküle bereits bei niedriger Temperatur partiell elektrisch dissoziiert und besitzt metallische Leitfähigkeit (metallische Dissoziation). Von der elektrolytischen Dissoziation dagegen, beispielsweise von $NaCl$, haben wir uns auf Grund der hier entwickelten Anschauungen folgende Vorstellung zu bilden. Das gesättigte Valenzelektron des metallischen Radikals (Na) bleibt an das metalloidale Radikal (Cl) gebunden (Reaktion R_1), seine Bindung an das eigene Atom (Na) wird gelöst (Reaktion R_2), indem dessen positive Sphären durch Anlagerung von neutralen Wassermolekülen (Reaktion R_3) gesättigt werden; die Reaktion R_2 bindet Energie, während R_3 Energie frei macht. Wir kommen so zu der Folgerung, daß die elektrolytische Dissoziation durch eine Hydratation der entstehenden Ionen nicht begleitet, sondern bedingt wird.

1) Diese Zeitschr. **8**, 883, 1907.

2) Zur Vermeidung eines Mißverständnisses ist vielleicht folgende Bemerkung nicht überflüssig. Wenn hier von der Verwandlung potentieller Energie der Valenzelektronen in Strahlungsenergie gesprochen wird, so soll dieser Fall nur als ein Spezial- und Grenzfall der Betrachtung unterzogen werden. Es ist auch möglich, daß die potentielle Energie der sich wieder anlagernden Valenzelektronen in molekulare kinetische Energie verwandelt wird. Dieser Fall, die Beziehung zwischen thermischer Energie, Emission und Absorption in Bandenspektren, ist Gegenstand der Thermodynamik der Bandenspektra; diese ist allerdings auf die hier entwickelten Anschauungen zu basieren. Ebensowenig wie auf die Abhängigkeit der Bandenspektra von der Temperatur wird hier auf die Einflüsse eingegangen, welche der Aggregatzustand und das Lösungsmittel auf die Lage der Bandenspektra bei ungeänderter Konstitution ihres Moleküls ausüben. Die Untersuchung dieses Einflusses ist ebenfalls auf die hier gegebene energetische Grundlage zu basieren.

Planckschen Gesetz $\left(e = h_0 n = h_0 \frac{c}{\lambda}\right)$ den Wert

$$\lambda = \frac{h_0 c}{e} = \frac{h_0 c}{V} = \frac{6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{V}$$
$$= \frac{1{,}86 \cdot 10^{-16}}{V}.$$

Die Größe von V bestimmt darum für das zugehörige Bandenspektrum die spektrale Lage, indem durch V im Planckschen Gesetz eine Wellenlänge festgelegt wird, oberhalb welcher alle Wellenlängen der zugehörigen Bandenlinien liegen müssen. Ist also eine Bande nach Ultraviolett abschattiert oder, mit anderen Worten, läuft sie in der Richtung Rot-Ultraviolett, so kann sie nicht, wie es die unbeschränkte Deslandressche Bandenformel fordern würde, bis zu beliebigen kleinen Wellenlängen laufen, sondern muß im Ultraviolett eine bestimmte Grenze haben.

Wie die Beobachtung zeigt, umfaßt ein Bandenspektrum im allgemeinen außerordentlich viele Wellenlängen. Andererseits kann sich nach unserer Theorie die für die Ausstrahlung disponible Energie nur auf eine beschränkte Anzahl von Wellenlängen gemäß dem Planckschen Elementargesetz verteilen. Wir müssen demnach folgern, daß bei der Wiederanlagerung eines einzelnen Valenzelektrons zeitlich hintereinander nicht alle Wellenlängen des zugehörigen Bandenspektrums emittiert werden; wohl aber mögen Valenzelektronen derselben Art auf verschiedenen Wegen sich wiederanlagern und darum dieselbe Energiemenge V in verschiedenen Wellenlängen ausstrahlen.

Indem wir dem vorstehenden Gedanken nachgehen, kommen wir dazu, folgenden Mechanismus für das Zustandekommen einer Bande zu vermuten. In Fig. 4 bezeichnet Z die Lage

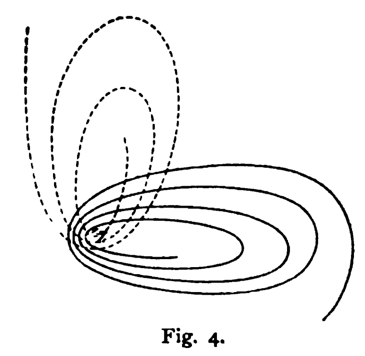


Fig. 4.

des ruhenden gebundenen Valenzelektrons in einem Atom oder Molekül. Der elektrischen Anziehung folgend, nähert sich das abgetrennte Valenzelektron auf der ausgezogenen Kurve dem Zentrum Z; in der Phase der größten Annäherung (Perihel) erfährt es eine beträchtliche Beschleunigung und strahlt darum in der Periode dieser Beschleunigung elektromagnetische Energie vom Betrage $h_0 \frac{c}{\lambda_1}$ aus. Hierauf entfernt es sich dank seiner restierenden kinetischen Energie wieder von dem Zentrum O; es kann indes infolge des Verlustes von Energie nicht mehr bis zu seinem ursprünglichen Abstand sich entfernen, sondern biegt bereits in einem kleineren Abstand wieder zurück. In der Phase der größten Entfernung (Aphel) erfährt es abermals eine Beschleunigung und strahlt in deren Periode elektromagnetische Energie im Betrage $h_0 \frac{c}{\lambda'_2}$ aus. Hierauf erfolgt wieder eine Annäherung und eine Ausstrahlung vom Betrage $h_0 \frac{c}{\lambda_2}$ usw. Bei seiner Wiederanlagerung auf der ausgezogenen Kurve strahlt also das betrachtete Elektron zeitlich hintereinander die Wellenlängen λ'_1, λ_1, λ'_2, λ_2, λ'_3, λ_3 . . . aus. Wie man leicht sieht, sind die im Aphel ausgestrahlten Wellenlängen alle größer als die im Perihel ausgestrahlten Wellenlängen; ferner ist, wie man leicht sieht,

$$\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 \ldots \text{ und } \lambda'_1 > \lambda'_2 > \lambda'_3 \ldots$$

Bei der Wiederanlagerung eines Valenzelektrons wird demnach eine Reihe von Linien emittiert, welche von einer unteren Grenze, einer „Kante", in der Richtung von Ultraviolett nach Rot laufen und zeitlich abwechselnd mit ihnen eine Reihe von Linien, welche von einer oberen Grenze, Kante, in der Richtung von Rot nach Ultraviolett laufen. Statt daß die Wiederanlagerung unseres Valenzelektrons auf der ausgezogenen Kurve erfolgt, kann sie auch auf einem anderen Wege sich vollziehen, wie durch die gestrichelte Kurve angedeutet ist. In diesem Falle werden zwar andere Wellenlängen emittiert, sie sind indes von den bereits erhaltenen Wellenlängen nicht viel verschieden und ordnen sich ebenfalls wie diese und zwischen diesen in zwei einander entgegenlaufenden Reihen an.

Die Gesamtheit der Linien, welche das betrachtete Valenzelektron auf den verschiedenen

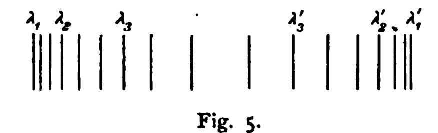


Fig. 5.

möglichen Wegen seiner Wiederanlagerung emittieren kann, konstituiert eine Bande, deren theoretisch zu erwartende Struktur in der Fig. 5 dargestellt ist. Gemäß unserer Theorie besteht also eine vollständige Bande aus zwei Teilen. einer nach Rot und einer nach Ultraviolett zu abschattierten Bande.

Vergleichen wir zunächst die vorstehende theoretische Folgerung mit der Erfahrung, so finden wir, daß zwar sowohl nach Rot als nach Violett abschattierte Banden beobachtet worden sind. Indes hat man bis jetzt für ein Atom oder Molekül entweder nur die eine Art oder nur die andere Art von Banden aufgefunden. Daß man nicht auch für dasselbe Element die zu der vorhandenen Bande in entgegengesetzter Richtung laufende Bande, wie sie unsere Theorie fordert, beobachtet hat, mag darin seinen Grund haben, daß diese koordinierte Bande zu weit im Ultrarot oder Ultraviolett liegt, als daß sie bis jetzt beobachtet hätte werden können. Immerhin aber scheint bereits ein Fall vorzuliegen, in welchem die zwei Teile unserer theoretischen Bande aufgefunden sind. Die bekannten Cyanbanden bei λ 4606; λ 4216; λ 3883; λ 3590 sind nach Ultraviolett abschattiert. A. S. King[1]) hat außer ihnen durch verlängerte Exposition bei λ 3160 und 3405 Banden erhalten, welche nach Rot abschattiert sind.[2])

§ 3. Lage der Bandenspektra der ungesättigten Elektronen.

Die kinetische Energie, welche ein Kathodenstrahl besitzen muß, damit er von einem neutralen Atom ein ungesättigtes Valenzelektron durch seinen Stoß abtrennen kann, ist für die metalloidalen Elemente von der Ordnung $\varepsilon \cdot V$, wo die Ionenladung ε gleich $3{,}2 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh., die Ionisierungsspannung[3]) V gleich 30 Volt oder 10^{-1} stat. Einh. ist. Diese Energie $3{,}2 \cdot 10^{-11}$ Erg setzen wir in erster Annäherung gleich der potentiellen Energie V_u eines ungesättigten Valenzelektrons. Das Bandenspektrum, welches bei der Wiedervereinigung eines solchen Elektrons mit seinem positiven Atomrest emittiert wird, muß dann oberhalb der Wellenlänge

$$\lambda = \frac{1{,}86 \cdot 10^{-16}}{3{,}2 \cdot 10^{-11}} = 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 0{,}06\ \mu$$

liegen. Die nach Rot abschattierten Banden dieses Spektrums dürften demnach überwiegend im äußersten Ultraviolett ($\lambda < 0{,}18\ \mu$) liegen und sich der Beobachtung entziehen. Dagegen können die koordinierten nach Ultraviolett abschattierten Banden im photographierbaren Teil des Spektrums liegen. In der Tat sind die bekannten Banden der metalloidalen Elemente, welche durch die Ionisierung dieser Elemente zur Emission gebracht werden, überwiegend nach Ultraviolett abschattiert, soweit sie im photographierbaren Spektrum liegen. Unterhalb von $\lambda = 0{,}18\ \mu$ besitzen die metalloidalen Elemente sehr intensive Absorption; die Struktur ihrer Absorptionsspektra unterhalb $\lambda = 0{,}18\ \mu$ ist indes noch nicht festgestellt worden.

Es ist möglich, daß die metalloidalen Elemente außer den Valenzelektronen, für welche nach unserer Erfahrung V von der Ordnung $3{,}2 \cdot 10^{-11}$ Erg ist, noch andere Valenzelektronen besitzen, für welche V_u größer ist; im umgekehrten Verhältnis zu V_u ist dann die minimale Wellenlänge des Bandenspektrums dieser Valenzelektronen kleiner.

Was die metallischen Elemente betrifft, so wissen wir, daß die Ionisierungsspannung und darum wohl auch V_u ihrer ungesättigten Valenzelektronen kleiner ist als bei den metalloidalen Elementen. Wir dürfen darum für sie im photographierbaren Teil des Spektrums Banden erwarten, welche nach Rot abschattiert sind.

§ 4. Lage der Bandenspektra der gesättigten Elektronen.

Die Kohlensäure dürfen wir als gesättigte Verbindung betrachten; wir haben also anzunehmen, daß im Kohlesäuremolekül vier negative Valenzelektronen des Kohlenstoffs durch positive Sphären der zwei Sauerstoffatome abgesättigt sind und je zwei negative Valenzelektronen der Sauerstoffatome durch positive Sphären des Kohlenstoffatoms, daß also im Kohlensäuremolekül 8 gesättigte Valenzelektronen vorkommen. Die molare Bildungswärme der Kohlensäure aus isolierten Atomen stellt für die 8 Valenzen die Energie $4n\,(V_g{}^C + V_g{}^O)$ dar, wo n die Molekülzahl ist; sie beträgt für das g-Molekül 161660 g cal. Denn nach J. Thomsen (Thermochem. Untersuch. IV) beträgt die Verbrennungswärme (S. 257) des isolierten Kohlenstoffs 135340, die Bildungswärme (S. 316) des Sauerstoffmoleküls 26320 g cal. Nehmen wir nun in erster Annäherung an, daß die 8 Bindungen energetisch gleichwertig sind, so ist $n \cdot V_g = 20207$ g cal. $= 20207 \cdot 4{,}2 \cdot 10^7$ Erg pro g-Molekül. Da das g-Molekül bei 0° und 760 mm Druck $n = 1/1{,}2 \cdot 10^{-24}$ Moleküle enthält, so berechnet sich als untere Grenze für die Lage des Bandenspektrums der Kohlensäure die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{1{,}86 \cdot 10^{-16}}{20207 \cdot 4{,}2 \cdot 10^7 \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-24}} = 1{,}93 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 1{,}93\ .$$

Die Beobachtung[1]) hat in der Tat festgestellt, daß Kohlensäure ein Bandenspektrum besitzt; die Banden sind nach längeren Wellen zu ab-

1) A. S. King, Astrophys. J. **14**, 323, 1901.
2) Vergl. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie II, S. 486.
3) Diese Zeitschr. **5**, 51, 1904. P. B. Pentscheff, diese Zeitschr. **7**, 463, 1906.

1) W. H. Julius, Arch. Néerl. **22**, 310, 1888; K. Ångström, Wied. Ann. **39**, 267, 1890; F. Paschen, Wied. Ann. **50**, 409, 1893; **51**, 1, 40, **52**, 209, **53**, 334, 1894.

schattiert; die Kanten der Banden haben die Wellenlängen λ 2,6; λ 4,3; λ 12,5—16 μ.

Erheblich unsicherer ist die nachstehende Berechnung der Lage des Bandenspektrums des Wassers. Wir betrachten dieses als eine gesättigte Verbindung, nehmen also in ihm 4 gesättigte negative Valenzelektronen an. Die Verbrennungswärme des molekularen Wasserstoffs für molekularen Sauerstoff beträgt für das g-Molekül 67520 g cal. Um die Bildungswärme des Wassers aus isolierten Atomen zu erhalten, haben wir hierzu die halbe Bildungswärme des Sauerstoffmoleküls und die Bildungswärme des Wasserstoffmoleküls zu addieren; jene ist nach Thomsen 13160 g cal; diese kennen wir nicht, ist aber schwerlich größer als 28000 g cal. Die Bildungswärme des Wassers aus isolierten Atomen beträgt demnach angenähert $2n\,(V_g^H + V_g^O) = 108680$ g cal. Wegen der Dissymmetrie zwischen Wasserstoff und Sauerstoff ist es nun unwahrscheinlich, daß diese Energiemenge auf die 4 Bindungen im Wasser gleichmäßig zu verteilen ist. Tun wir dies, so erhalten wir für die kleinste mögliche Wellenlänge einen zu großen Wert, nämlich $\lambda = 1{,}14\ \mu$; teilen wir jene Energie nur zwei Valenzen zu, so erhalten wir λ sicher zu klein, nämlich $\lambda = 0{,}57\ \mu$. Wir können darum lediglich behaupten, daß die kleinste Wellenlänge der Kanten des Bandenspektrums von Wasser oberhalb 0,57 μ liegen muß. Die Beobachtung hat festgestellt, daß Wasser ein Bandenspektrum besitzt, dessen erste Banden nach längeren Wellen zu abschattiert sind; ihre Kanten haben die Wellenlängen λ 0,73; λ 0,82; λ 1,5; λ 3 μ.

Das Plancksche Elementargesetz gestattet auf Grund unserer Hypothese lediglich eine theoretische untere Grenze für die Lage des Bandenspektrums zu berechnen. In Wirklichkeit kann das Bandenspektrum beträchtlich oberhalb dieser theoretischen Grenze liegen. Es ist darum auffallend, daß im Falle der Kohlensäure und des Wassers das beobachtete Bandenspektrum so dicht bei seiner theoretischen Grenze beginnt.

Es ist wahrscheinlich, daß zwei im Wassermolekül enthaltene Valenzelektronen die größte Bindungsenergie V_g haben, welche überhaupt bei gesättigten Valenzelektronen vorkommt. Wir dürfen darum vermuten, daß alle Bandenspektra[1]) gesättigter Valenzelektronen oberhalb der Wellenlänge $\lambda = 0{,}7\ \mu$, also im Ultrarot liegen. Besitzt darum eine chemische Verbindung unterhalb 0,7 μ ein Bandenspektrum, so dürfen wir vermuten, daß in seiner Konstitution ungesättigte oder gelockerte Valenzen vorkommen.

1) Vgl. W. W. Coblentz, Bericht über den Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und ultraroten Absorptionsspektren, Jahrb. d. Rad. u. El. **4**, 7, 1907.

Um ein Mißverständnis zu vermeiden, sei noch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Bandenspektra der gesättigten Valenzelektronen eine konstitutive Eigenschaft des Moleküls sind, daß also im allgemeinen die Bandenspektra desselben gesättigten Valenzelektrons eines Atoms in verschiedenen chemischen Verbindungen voneinander verschieden sind, selbst dann, wenn es in diesen durch gleichartige Atome gebunden wird. Diese Folgerung gilt auch für die Bandenspektra der gelockerten Valenzelektronen.

Der Grund dafür, daß die Bandenspektra der gesättigten und gelockerten Valenzelektronen eines Moleküls eine konstitutive Eigenschaft sind, liegt darin, daß der energetische Wert V_g bez. V_o der Bindung bez. Lockerung eines Valenzelektrons von der Konfiguration des Moleküls abhängt. Demgemäß ist auch die Bildungs- oder Verbrennungswärme einer Verbindung eine konstitutive Eigenschaft. So beträgt die Verbrennungswärme des Propylens 492700 g cal, diejenige des mit ihm isomeren Trimethylens 499400 g cal; darum ist zu vermuten, daß auch die ultraroten Absorptionsspektren der zwei Substanzen voneinander verschieden ist. Im Benzol haben die Bindungen der gesättigten Kohlenstoffvalenzen andere energetische Werte V_g als im Hexan; in der Tat sind nach Coblentz die ultraroten Absorptionsspektra der beiden Substanzen beträchtlich voneinander verschieden. Noch größer dürfte der Unterschied zwischen den Bandenspektren der zwei isomeren Körper Dipropargyl (Verbrennungswärme 882880 g cal) und Benzol (Verbrennungswärme 799350 g cal) sein und zwar nicht bloß im Ultrarot, sondern vor allem unterhalb λ 0,7 μ.

Wenn indes in einer Reihe verschiedener Verbindungen die in ihnen vorkommenden homologen Bindungen gesättigter Valenzelektronen energetisch gleichwertig sind, dann sind die ultraroten Absorptionsspektra dieser Verbindungen identisch. Für diese Folgerung läßt sich nachstehende Bestätigung anführen. Nach J. Thomsen setzen sich die Bildungswärmen von Äthan, Propan, Butan, Pentan, Hexan additiv aus den in ihnen vorkommenden Bindungen ($H \leftarrow\rightarrow C$ und $C \leftarrow\rightarrow C$) zusammen; nach Coblentz sind die ultraroten Absorptionsspektra von Hexan C_6H_{14}, Oktan C_8H_{18}, Dodecan $C_{12}H_{26}$, Tetracosan $C_{14}H_{30}$, usw. identisch; in der Lage der Hauptbanden stimmen mit ihnen die Spektra von Äthan und Butan überein.

§ 5. Lage der Bandenspektra der gelockerten Valenzelektronen.

Bezüglich der potentiellen Energie V_o der gelockerten Valenzelektronen besitzen wir noch



keine Zahlenwerte; gemäß der Gleichung $V_0 = V_u (1-a)$ können wir lediglich behaupten, daß sie kleiner ist als die potentielle Energie der ungesättigten Valenzelektronen, und demnach folgern, daß ihre Bandenspektra oberhalb größerer minimaler Wellenlängen liegen als die Bandenspektra der ungesättigten Elektronen, und zwar muß sich das Bandenspektrum eines gelockerten Valenzelektrons um so weiter in der Richtung Ultraviolett-Ultrarot verschieben, je größer der Lockerungskoeffizient a wird. Wir dürfen also erwarten, daß im photographierbaren Spektrum nicht bloß nach Ultraviolett, sondern auch nach Rot abschattierte Banden der gelockerten Elektronen auftreten. Da die Bandenspektra der gesättigten Elektronen oberhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$ liegen, so dürfen wir daraus, daß ein Molekül unterhalb $0{,}7\ \mu$ ein Bandenspektrum besitzt, das nicht einem ungesättigten Elektron angehört, die Folgerung ziehen, daß in dem Molekül gelockerte Valenzelektronen vorkommen.

Ein derartiges Molekül, welches unterhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$ ein Bandenspektrum besitzt, ist das Benzolmolekül C_6H_6; seine Banden haben ihre Kanten bei λ 0,233; λ 0,238; λ 0,243; λ 0,248; λ 0,254; λ 0,260; λ 0,268; sie sind in der Richtung nach Rot abschattiert. Wir dürfen nach unserer Theorie diese Banden nicht den gesättigten Valenzelektronen zueignen, welche zwischen den Wasserstoff- und Kohlenstoffatomen oder zwischen den Kohlenstoffatomen untereinander eine Bindung herstellen und das Benzolmolekül zusammenhalten; denn die Bandenspektra dieser gesättigten Elektronen liegen im Ultrarot; wir müssen jene Banden vielmehr als die Spektra von gelockerten Valenzelektronen der Kohlenstoffatome im Benzolmolekül erklären. Aus spektralanalytischen Gründen haben wir darum für das Benzolmolekül eine merkwürdige Konstitution zu vermuten; diese ist dadurch ausgezeichnet, daß in ihm negative Valenzelektronen des Kohlenstoffs nicht bloß ungesättigt, sondern sogar gelockert sind; nach unseren obigen Darlegungen ist bei der Bildung des Benzolmoleküls in seinen gelockerten Valenzen nicht nur keine Bindungsenergie produziert, sondern im Gegenteil konsumiert worden. Drückt das Zeichen $\leftarrow\!\rightarrow$ die Bindung zwischen zwei Atomen durch zwei gesättigte Valenzelektronen aus, das Zeichen --o die Lockerung eines Valenzelektrons, so haben wir aus spektralanalytischen Gründen für das Benzolmolekül die in nachstehendem Schema dargestellte Konstitution zu vermuten. Hierbei mögen aus Symmetriegründen drei der sechs gelockerten Valenzelektronen auf der einen, drei auf der anderen Seite des Benzolringes liegen. Eine solche Konstitution des Benzols liefert, wie leicht zu

Benzol.

sehen ist, nur ein Ortho-, ein Meta- und ein Parabiderivat.

Wie vor allem W. N. Hartley[1]) gezeigt hat, besitzen auch alle Derivate des Benzols, welche den Benzolring enthalten, Bandenspektra unterhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$, und zwar wird durch Substitution und Kondensation das Bandenspektrum der gelockerten Valenzen in der Richtung nach Rot verschoben; wir dürfen darum vermuten, daß durch diese chemischen Prozesse der Lockerungskoeffizient der gelockerten Valenzen des Benzolringes vergrößert wird. Addiert man dagegen zum Benzol Wasserstoffatome, sättigt man also gelockerte Valenzen des Benzols, so muß, wie es auch der Fall ist, das charakteristische Bandenspektrum abrupt verschwinden.

Daß in den Benzolderivaten durch die charakterisierte eigenartige Konstitution des Benzolringes Absorption und Farbe unterhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$ bedingt wird, erscheint zweifellos; ob aber auch die Farbe und Absorption in den Azofarbstoffen und ähnlichen Substanzen (Chinonen) ausschließlich durch den Benzolring bedingt wird, muß man vom physikalischen Standpunkt aus als fraglich bezeichnen. Es ist wohl möglich, daß durch die Parastellung der Sauerstoffatome oder NH-Gruppen in den Chinonen, der Stickstoffatome in den Azobenzolen die Lockerung der gelockerten Valenzelektronen des Benzolringes gesteigert wird. Noch wahrscheinlicher aber ist, daß bei einem derartigen Einbau von O, N und NH in das Benzolderivat an diesen Atomen selbst Valenzelektronen gelockert werden, so daß wir außer dem Bandenspektrum der gelockerten Kohlenstoffvalenzen des Benzolringes noch die Bandenspektra der gelockerten Stickstoff- und Sauerstoffvalenzen erhalten. Und zwar scheinen diese Bandenspektra, verglichen mit demjenigen des Benzolringes, weiter nach dem Ultraviolett zu liegen, so daß im sichtbaren Spektrum ihre nach Ultraviolett zu abschattierten Banden auftreten. Soweit ich diese Vermutung an dem vorliegenden Beobachtungsmaterial prüfen konnte, fand ich sie bestätigt. Daß diese Absorptions-

1) Vgl. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie III, 175.

banden, welche nicht dem Benzolring selbst angehören, sondern durch die sog. chinoide Konstitution bedingt sind, nach Ultraviolett, also entgegengesetzt zu den Benzolbanden abschattiert sind, ist auch daraus zu folgern, daß in ihnen keine Fluoreszenz bei der Lichtabsorption auftritt (vergl. § 6).

Aus spektralanalytischen Gründen ist also zu vermuten, daß das Chinonmolekül die in nachstehendem Schema dargestellte Konstitution besitzt, daß also in ihm außer den sechs ge-

Chinon.

Diazetyl.

lockerten Valenzen des Benzolringes noch zwei gelockerte Sauerstoffvalenzen vorkommen. Diese letzteren bewirken vermutlich die Absorption des Chinons im Blau und somit dessen gelbliche Färbung, während jenen die ultravioletten Absorptionsbanden[1]) des Chinons bei λ 0,280 und λ 0,227 μ zuzueignen sind. Diazetyl besitzt bei λ 0,417 μ eine Absorptionsbande[2]); seine Konstitution ist darum vermutlich durch das beigegebene Schema darzustellen. Analog wie in Diazetyl dürften gelockerte Valenzelektronen in den übrigen organischen Substanzen vorkommen, welche unterhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$ Absorption und darum Farbe besitzen, ohne daß sie einen Benzolring enthalten. Derartige Substanzen sind von A. Hantzsch[3]) und anderen studiert worden.

Es sei hier nicht weiter auf die schwierigen Konstitutionsfragen eingegangen, welche die chemischen Verbindungen stellen, welche Bandenspektra unterhalb $\lambda = 0{,}7\ \mu$ besitzen. Es sei nur allgemein bemerkt, daß wir aus dem Auftreten solcher Spektra bei Ozon, Stickstoffoxyden, Uranylverbindungen, Cyan usw. schließen dürfen, daß in den Molekülen dieser Körper gelockerte Valenzen vorkommen. Ferner folgt ohne weiteres aus dem vorhergehenden, daß eine abrupte Änderung des Absorptionsspektrums (Farbe) einer gelösten Verbindung (Indikator) infolge des Zusatzes einer anderen Substanz bedingt wird durch eine abrupte Änderung der Konstitution (Phenolphtaleïn, Paranitrophenol). Die elektrolytische Dissoziation oder Ionenbildung bedingt nicht das charakteristische Absorptionsspektrum des Indikators, vielmehr erfolgt die abrupte Änderung der Konstitution vor der Dissoziation; diese ist erst an dem konstitutiv geänderten Molekül möglich; das Absorptionsspektrum des konstitutiv geänderten nicht dissoziierten Moleküls und dasjenige des aus ihm gebildeten gleich konstituierten Ions sind nahezu oder vollständig gleich. Endlich sei auf die theoretische Folgerung hingewiesen, daß Moleküle, welche Bandenspektra gelockerter Elektronen besitzen, kleine Bildungswärmen, bezogen auf isolierte Atome, und darum sehr häufig negative Bildungswärmen (endotherme Verbindungen), bezogen auf verbundene Atome, haben müssen. Dies ist in der Tat der Fall.

§ 6. Wirkungen der Lichtabsorption in Bandenspektren.

Die nachstehenden Sätze sind leicht aus den oben gegebenen theoretischen Darlegungen abzuleiten.

Die Absorption des Lichtes in den nach Rot hin abschattierten Banden der Spektra der ungesättigten und der gelockerten Valenzelektronen hat Ionisierung der absorbierenden Moleküle oder Atome oder mit anderen Worten, Erzeugung von lichtelektrischen Kathodenstrahlen zur Folge und ist von einer Fluoreszenz gemäß der Stokesschen Regel[1]) begleitet. In der Tat hat Ph. Lenard[2]) gefunden, daß Sauerstoff und Stickstoff bei der Absorption von Wellenlängen kleiner als 0,15 μ ionisiert werden. Und der lichtelektrische Effekt (Aussendung freier negativer Elektronen) ist bei einer Reihe von Benzolderivaten[3]) beobachtet worden.

Die Absorption in den nach Ultrarot zu

1) W. N. Hartley, J. J. Dobbie und A. Lauder, Rep. Brit. Ass. S. 99, 1902; H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie III, 268, 493.

2) E. C. C. Baly und A. W. Stewart, Astrophys. Journ. **24**, 133, 1906.

3) A. Hantzsch, Chem. Ber. **32**, 575, 1899; **39**, 2478, 1906; **40**, 1523, 1533, 1907.

Ich habe leider erst zur Zeit der Korrektur der vorliegenden Abhandlung bemerkt, daß Hantzsch auf chemischem Wege zu denselben Folgerungen über die farbengebende Bedeutung der chinoiden Konstitution gekommen ist wie ich hier auf physikalischem Wege. Ich konnte darum die obigen spektralanalytischen Anschauungen nicht an dem reichen chemischen Material prüfen, das Hantzsch systematisch geschaffen hat. Soweit ich es bis jetzt durchgesehen habe, ist in fast allen Fällen am besten die von Hantzsch vermutete Konstitution organischer Körper, welche im sichtbaren Spektrum Licht absorbieren, vereinbar mit den hier entwickelten Anschauungen. Insbesondere deckt sich Hantzschs Umlagerungstheorie der Indikatoren mit den obigen spektralanalytischen Folgerungen. J. Stark.

1) Vgl. A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905.

2) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **1**, 486, 1900; **3**, 298, 1900.

3) A. Stoletow, C.R. **106**, 1593, 1888; W. Hallwachs, Wied. Ann. **37**, 666, 1889; G. C. Schmidt, Wied. Ann. **64**, 708, 1898; O. Knoblauch, Zeitschr. f. phys. Chem. **29**, 531, 1899; A. Pochettino, Lincei Rend. **15**, 171, 1906.

abschattierten Banden der Spektra der gesättigten Valenzelektronen hat keine Ionisierung (Freiwerden negativer Elektronen), wohl aber eine Fluoreszenz gemäß der Stokesschen Regel und eine partielle oder totale Dissoziation des absorbierenden Moleküls zur Folge.

Die Absorption in den nach Ultraviolett zu abschattierten Banden ist wenig intensiv und außerdem abhängig von einer gleichzeitigen Absorption in den koordinierten Banden; sie ist, wenn überhaupt, nur von einer geringen Fluoreszenz begleitet.

Wir dürfen darum für die nach Ultraviolett abschattierten Absorptionsbanden organischer Substanzen, so für chinoid konstituierte Verbindungen und solche, welche die Nitrogruppe enthalten, keine Fluoreszenz erwarten. Zwar müßten die im äußersten Ultraviolett zu vermutenden nach Rot abschattierten Banden dieser Körper Fluoreszenz zeigen, indes kann sie nicht beobachtet werden. Es ist möglich, daß sich chinoide Körper herstellen lassen, deren nach Rot abschattierte Banden im beobachtbaren Spektrum liegen. Bis jetzt scheint indes von den organischen Substanzen der Benzolring für sich und in seinen Derivaten die einzige organische Struktur zu sein, welche im beobachtbaren Spektrum derartige Banden und darum Fluoreszenzvermögen besitzt (diese Zeitschr. **8**, 81, 250, 1907).

Auf den Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und lichtelektrischem Effekt wurde bereits an einer früheren Stelle [1]) hingewiesen, ebenso auf eine andere besondere Eigenschaft [2]) der Absorption in einem Fluoreszenzspektrum.

§ 7. Der Zeeman-Effekt im Bandenspektrum.

An den Bandenlinien eines Gases konnte bis jetzt kein Zeeman-Effekt festgestellt werden. Dieses Fehlen des Effektes haben verschiedene Autoren durch die Annahme zu erklären versucht, daß die Emissionszentra der Bandenlinien positive Ladungen von großer Trägheit seien. Auf Grund der von mir gegebenen Interpretation [3]) der Konstante h_0 in dem Planckschen Strahlungsgesetz ist jene Hypothese abzuweisen. Nach der hier vertretenen Ansicht sind auch die Emissionszentren der Bandenlinien negative Elektronen, nämlich die abtrennbaren Valenzelektronen. Die Tatsache, daß die Bandenlinien nicht den bekannten normalen Zeeman-Effekt wie die Serienlinien zeigen, dürfte folgenden energetischen Grund haben.

H. A. Lorentz hat seiner Theorie des Zeeman-Phänomens die Hypothese zugrunde gelegt, daß auf die Emissionszentren der Spektrallinien quasi-elastische Kräfte wirken, wenn sie aus ihrer Gleichgewichtslage deformiert werden, daß also ihre potentielle Energie eine quadratische Funktion des Abstandes von der Gleichgewichtslage sei. Und von J. Larmor [1]) ist dann allgemein gezeigt worden, daß der normale Zeeman-Effekt nach Richtung und Größe in der bekannten Weise erhalten wird, wenn die potentielle Energie der Emissionszentren gleich einer homogenen quadratischen Funktion ihrer deformierten Konfiguration gesetzt wird. Daß die Beobachtung des Zeeman-Effektes in vielen Fällen in Übereinstimmung mit der Lorentzschen Theorie steht, spricht zugunsten jener zugrunde gelegten Hypothese. Und diese ist auch in der Tat, wenigstens in erster Annäherung, auf die Deformation des positiven Ringes von negativen Elektronen anwendbar, den ich als Modell der positiven Elektrizität bezeichnet habe; nach der von mir vertretenen Ansicht sind ja die nicht abtrennbaren negativen Elektronen dieses Ringes die Emissionszentren der Serienlinien.

Anders steht es mit den Bandenlinien; nach der hier vertretenen Ansicht sind ihre Emissionszentren die abtrennbaren negativen Valenzelektronen. Deren potentielle Energie in bezug auf ihre Gleichgewichtslage im Atom oder Molekül ist nicht eine quadratische Funktion des Abstandes und die auf sie wirkenden Kräfte können nicht mit quasi-elastischen Kräften identifiziert werden. Auf die Bandenlinien, welche bei der Wiederanlagerung von Valenzelektronen im Magnetfeld emittiert werden,

1) Diese Zeitschr. **8**, 81, 1907.
2) Diese Zeitschr. **7**, 360, 1906.
3) Diese Zeitschr. **8**, 882, 1907.

1) J. Larmor, Aether and matter. Cambridge 1900, S. 349.

Spektra	Kontin. Spektrum (Röntgenstr.)	Linienspektra (Serienspektra)		Bandenspektra		
Emissionszentren	Freie Elektronen (abgetrennte Valenzelektr.)	Ringelektronen (nicht abtrennbar)		Valenzelektronen (abtrennbar)		
				ungesättigte	gesättigte	gelockerte
Träger	Freie Elektronen	Positive Atomionen (ionisierte Elektronenringe)	Neutrale Atome (neutralisierte Elektronenringe) in und außer Molekülen	Isolierte Atome, Moleküle	Moleküle	Moleküle

dürfen wir darum die Lorentzsche Theorie nicht anwenden; keinesfalls können sie den normalen Zeeman-Effekt der Serienlinien zeigen.

§ 8. Systematik der Spektra.

Die Aussage der beigefügten Tabelle über das Spektrum der freien Elektronen, der Ringelektronen im positiven Atomion und der Valenzelektronen ist in früheren Mitteilungen und in der vorstehenden begründet worden; neu ist in ihr die Hypothese, daß auch die Ringelektronen im neutralisierten Atom Linienspektra besitzen; es wird vermutet, daß diese bei den meisten Elementen, ausgenommen bei den seltenen Erden, im äußersten Ultraviolett liegen und bei der Ionisierung des neutralisierten Elektronenringes abrupt in die Serienspektra der positiven Atomionen verwandelt werden. Diese Hypothese mag an anderer Stelle begründet werden.

Greifswald, 20. Dezember 1907.

(Eingegangen 30. Dezember 1907.)

Einfluß von Temperaturänderungen auf die anomale Dispersion in Kristallen.

Von Jean Becquerel.

I.

Einleitung.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, daß die Absorptionsbanden der Kristalle seltener Erden unter dem Einflusse einer Temperaturerniedrigung ein wenig im Spektrum verschoben werden, daß sie große Intensitätsänderungen erfahren, und daß endlich ihre Breite sich proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur ändert.

Ich erinnere daran, daß dieses Gesetz auf Grund von Untersuchungen über die anomale Dispersion aufgestellt worden ist, welche nach der folgenden Methode angestellt wurden: Man läßt ein merklich paralleles Bündel polarisierten Lichtes auf eine Platte fallen, welche parallel zu zweien der Hauptrichtungen des Kristalles geschnitten ist. Diese Platte ist dergestalt orientiert, daß ihre Hauptrichtungen denen eines vor den Spalt eines Spektroskops angeordneten Babinetschen Kompensators parallel sind, und daß der mittlere Streifen senkrecht zu diesem Spalt verläuft. Endlich wird ein Nicolscher Analysator unter einem Winkel von 45^0 gegen die Horizontale geneigt hinter den Spalt gestellt. Dann findet man, daß das Spektrum von schrägen schwarzen Streifen durchfurcht ist, welche in der Nachbarschaft und im Innern der Absorptionsbanden stark verschoben sind.

Die Beobachtung dieser Streifen gestattet nicht nur die Breite der Banden zu erhalten, sondern auch die Änderung der Doppelbrechung bei verschiedenen Temperaturen zu messen, das heißt, die Änderung des einen Brechungsindex in der Nähe solcher Banden, welche nicht beiden Spektren gemein sind.

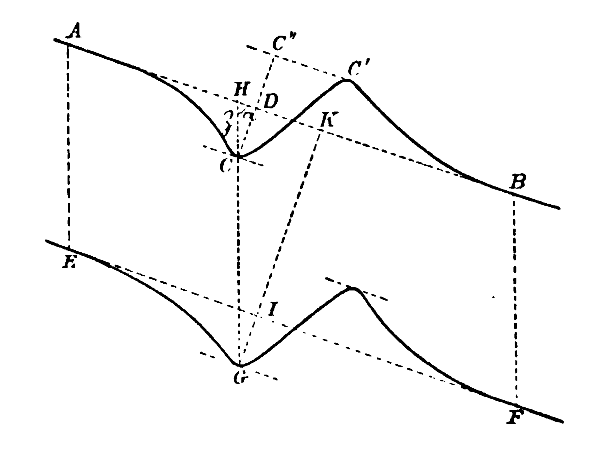
Die Kenntnis der Brechung, welche von einer Gesamtheit von isolierenden Elektronen herrührt, welche sämtlich zur Hervorbringung einer und derselben Absorptionsbande beitragen, gestattet, die Dielektrizitätskonstante dieser Elektronen zu berechnen, und mit Hilfe der Daten, welche sich aus der Untersuchung der magneto-optischen Erscheinungen ergeben, die Gesamtladung und die Gesamtmasse der in einem und demselben Augenblick schwingenden Elektronen, auf die Volumeneinheit bezogen, zu bestimmen.

Wie wir sehen werden, hängen alle diese Größen von der Temperatur ab, und ihre Bestimmung liefert einen weiteren Beitrag für das Studium der Konstitution der Materie.

II.

Messung der Änderungen des Brechungsindex in der Nähe der Absorptionsbanden.

Stellen wir uns in der Figur unter $A\,C\,C'\,B$ einen der Streifen vor, welche eine Absorptionsbande in dem Bezirk $C\,C'$ schneidet. Nehmen wir an, daß diese Bande nur in einem der Hauptspektren der Kristallplatte vorkomme, und daß sie von den Banden des einen wie des anderen Spektrums durchaus getrennt sei. Wenn zwischen A und B keine Bande vorhanden wäre, so würde der Streifen längs der punktierten Linie $A\,D\,B$ verlaufen, welche man auf eine kleine Strecke des Spektrums hin



1) Diese Zeitschr. 8, 929, 1907.

einer Geraden annähern kann. Wir wollen mit h die Entfernung CG zweier benachbarter Streifen bezeichnen und mit z die Entfernung eines der Punkte des Streifens von der Geraden AB; und zwar sollen h und z längs einer Parallelen zu den Linien des Spektrums gemessen sein. Nennen wir die Dicke der Kristallplatte l, so ist die Phasenänderung φ infolge der Störung, welche durch die Bande hervorgerufen wird, gegeben durch:

$$\varphi = \frac{l \Delta n}{\lambda} = \frac{z}{h}. \qquad (1)$$

Wir erhalten somit:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{z}{h}. \qquad (2)$$

Die größte Änderung Δn tritt in den Punkten C und C' ein, in denen die Tangente an den Streifen zu AB parallel verläuft, und deren in Wellenlängen gemessene Entfernung sich proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur ändert.

Man kann leicht für die Punkte C und C'

$$\varphi = \frac{z}{h}$$

berechnen, indem man entweder das Spektrum selbst oder eine photographische Aufnahme mittels eines Okularmikrometers ausmißt. Man stellt nämlich den Faden des Mikrometers so ein, daß er parallel zur Hauptrichtung AB des Streifens läuft, und mißt

$$CC' = 2CD,$$

indem man den Faden parallel zu AB verschiebt. Alsdann bestimmt man den Winkel α zwischen AB und den Linien des Spektrums, deren Richtung man leicht erhält, wenn man als Lichtquelle eine Bogenlampe wählt und ihre Linien auftreten läßt. Auf diese Weise mißt man

$$z = \frac{CD}{\sin \alpha}.$$

Schließlich mißt man mit senkrecht zu den Linien des Spektrums gestelltem Mikrometerfaden den Abstand zweier aufeinanderfolgender Streifen für zwei Linien des Bogens, AE und BF, die recht nahe an der Absorptionsbande liegen, und leitet daraus mit Leichtigkeit den Abstand der Streifen in der Mitte der Bande ab: der Abstand der Streifen ist nämlich in einem kleinen Teile des Spektrums merklich der Wellenlänge proportional.

Einfacher und mit vollkommen ausreichender Genauigkeit kann man auch zwei aufeinanderfolgende Streifen in der Nachbarschaft der Bande als parallel ansehen. Ist dann der Mikrometerfaden den Streifen parallel, so mißt man CD und somit die kürzeste Entfernung KJ zwischen den beiden Streifen. Das Verhältnis $\frac{CD}{KJ}$ ist die gesuchte Phasenänderung.

Diese Messungen liefern eine recht große Genauigkeit, besonders wenn sie an einer photographischen Aufnahme gemacht werden, weil man bei hinreichend langer Expositionszeit sehr feine Streifen erhält. Die nachstehend verzeichneten Ergebnisse sind für vier Banden des Tysonits erhalten worden; dabei kann die sechste Dezimale als genau angesehen werden.

Tabelle 1. Tysonit.

λ bei 25^0	$\overline{\Delta n}$ bei 25^0	Δn bei -188^0	$\frac{\overline{\Delta n}_{25^0}}{\overline{\Delta n}_{-188^0}}$
479,1 $\mu\mu$ (Außerordentliches Spektrum)	+0,0000195 (Mittel aus 10 Messungen)	±0,0001138 (Mittel aus 10 Messungen)	0,171
517,6 $\mu\mu$ (Ordentliches Spektrum)	+0,0000280 (Mittel aus 20 Messungen an 2 Aufnahmen)	±0,0001290 (Mittel aus 30 Messungen an 3 Aufnahmen)	0,217
523,5 $\mu\mu$ (Ordentliches Spektrum)	±0,0000184 (Mittel aus 10 Messungen)	±0,0000733 (Mittel aus 10 Messungen)	0,251
582,5 $\mu\mu$ (Ordentliches Spektrum)	−0,0000368 (Mittel aus 10 Messungen)	±0,0000334 (Mittel aus 20 Messungen an 2 Aufnahmen)	1,102

III.

Berechnung der Dielektrizitätskoeffizienten; deren Veränderlichkeit unter dem Einfluß von Temperaturänderungen.

Die Deutung der bisherigen Ergebnisse in der Dispersionstheorie führt zu wichtigen Folgerungen.

Der Brechungsindex eines durchsichtigen Körpers mit selektiver Absorption läßt sich durch folgende Formel ausdrücken:

$$n^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 (\vartheta^2 - \vartheta_{oh}^2)}{(\vartheta^2 - \vartheta_{oh}^2)^2 + \vartheta^2 \vartheta'^2_h}. \qquad (3)$$

In diesem Ausdruck ist $2\pi\vartheta$ die Schwingungsperiode einer Lichtschwingung, deren Index n ist. ϑ_{oh} ist ein Parameter, der sich auf eine Gesamtheit von Elektronen h von derselben Natur bezieht, und wenn die Bande, welche durch diese Elektronen hervorgebracht wird, hinreichend fein ist (ϑ'_h klein), so ist $2\pi\vartheta_{oh}$ die Periode, welche der Mitte dieser Bande entspricht.[1] ϑ'_h ist ein Parameter, welcher der

1) Der Ausdruck für ϑ_{oh} ist in den verschiedenen Theorien der Dispersion verschieden. Dieser Parameter hängt nicht nur von den Konstanten ab, durch welche die Elektronen h charakterisiert werden, sondern auch von den Wechselwirkungen, welche diese Elektronen aufeinander ausüben, und von den Wirkungen, welche zwischen den Elektronen h und sämtlichen übrigen in Bewegung begriffenen Korpuskeln stattfinden.
Siehe hierzu:
Helmholtz, Berl. Ber. 1892, S. 1093. (s. Forts. S. 96.)

mittleren Dämpfung der Schwingung der Elektronen proportional ist; dieser Parameter ändert sich, wie bereits erwähnt wurde, proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur.

ε_h stellt die Dielektrizitätskonstante der Elektronen h dar. Man erhält nämlich für langsam veränderliche Bewegungen oder für die elektrostatischen Wirkungen (ϑ unendlich groß) für das spezifische Induktionsvermögen den Wert:

$$n_\infty^2 = x = 1 + \Sigma \varepsilon_h . \qquad (4)$$

Wir haben früher gesehen, daß die Banden der Kristalle hinreichend fein sind, damit $\vartheta - \vartheta_{oh}$ gegenüber ϑ_{oh} vernachlässigt werden kann, und daß die größten Änderungen des Gliedes

$$\frac{\varepsilon_h \vartheta^2 (\vartheta^2 - \vartheta_{oh}^2)}{(\vartheta^2 - \vartheta_{oh}^2)^2 + \vartheta^2 \vartheta'^2_h}$$

für

$$\vartheta = \vartheta_o \pm \frac{\vartheta'}{2}$$

auftreten.

Für diese Werte von ϑ erhält man:

$$\overline{\Delta (n^2)} = \pm \frac{\varepsilon_h \vartheta_{oh}}{2 \vartheta'_h} . \qquad (5)$$

Da $\Delta (n^2)$ sehr klein ist, wie aus den Zahlen der vorstehenden Tabelle 1 hervorgeht, so kann man schreiben:

$$\overline{\Delta (n^2)} = 2 n \overline{\Delta n} , \qquad (6)$$

und somit:

$$\varepsilon_h = \frac{4 n \overline{\Delta n} \vartheta'_h}{\vartheta_{oh}} . \qquad (7)$$

Die Breiten $2 \pi v \vartheta'_h$ lassen sich leicht messen; es sind die Wellenlängendifferenzen zwischen den Punkten C und C' der Figur. Wir können also, da wir Δn kennen, die Dielektrizitätskoeffizienten ε_h berechnen.[1])

Tabelle 2. Tysonit.

λ bei 25^0	ε bei 25^0	ε bei -188^0	$\frac{\varepsilon_{25^\circ}}{\varepsilon_{-188^\circ}}$
479,1 $\mu\mu$	$2{,}29 \cdot 10^{-7}$	$7{,}23 \cdot 10^{-7}$	0,317
517,6 $\mu\mu$	$2{,}14 \cdot 10^{-7}$	$5{,}31 \cdot 10^{-7}$	0,402
523,5 $\mu\mu$	$0{,}710 \cdot 10^{-7}$	$1{,}53 \cdot 10^{-7}$	0,464
582,5 $\mu\mu$	$4{,}82 \cdot 10^{-7}$	$2{,}35 \cdot 10^{-7}$	2,05

H. A. Lorentz, La théorie électromagnétique de Maxwell; Arch. Néerl. **25**, 363, 1892.
P. Drude, Lehrbuch der Optik, 1906, S. 362 ff.
W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **4**, 459 ff., 1901.
M. Planck, Berl. Ber. 1902, S. 470; 1903, S. 480; 1904, S. 740; 1905, S. 382.
L. Natanson, Bull. Acad. des Sc. de Cracovie, Nr. 4, April 1907, S. 316.

1) Die Brechungsindizes des Tysonits betragen nach den Messungen des Herrn Gaubert bei 20° für das gelbe Natriumlicht:

$$n_{\text{ord.}} = 1{,}6128$$

und

$$n_{\text{extr.}} = 1{,}6060.$$

Die Dielektrizitätskoeffizienten sind also mit Änderung der Temperatur sehr stark veränderlich. Sie nehmen im allgemeinen mit sinkender Temperatur zu.

Die außerordentlich hohe Intensitätszunahme, welche man an den meisten Banden beobachtet, wenn man einen Kristall in flüssige Luft eintaucht, rührt also nicht einzig und allein von dem Schmälerwerden dieser Banden her, sondern auch von einer mit der Zunahme des Dielektrizitätskoeffizienten in Wechselwirkung stehenden Zunahme der gesamten absorbierten Energiemenge.

IV.

Bestimmung der Gesamtladung und der Gesamtmasse der Elektronen. — Betrachtungen über die Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit.

Wir wollen mit e_h und m_h die elektromagnetische Ladung bezw. die Masse eines der Elektronen h bezeichnen, die zur Hervorbringung der Bande beitragen, mit N_h die Anzahl dieser Elektronen in der Volumeneinheit, und mit v die Lichtgeschwindigkeit im Äther. Der Dielektrizitätskoeffizient ε_h wird durch folgende Formel ausgedrückt[1]):

$$\varepsilon_h = \frac{4 \pi v^2 e_h^2 N_h}{m_h} \vartheta_{oh}^2 . \qquad (8)$$

Andererseits sind gewisse Banden empfindlich gegen den Einfluß eines Magnetfeldes.[2]) Nach der Theorie der magneto-optischen Erscheinungen erhält man für die Abweichung $\Delta \lambda_0$ der Komponenten, welche zwei entgegengesetzt drehenden Schwingungen entsprechen, in dem Falle, wo das Lichtstrahlenbündel zur optischen Achse des Kristalles und zu den Kraftlinien eines Magnetfeldes von der Stärke R verläuft, den Wert $\frac{e_h}{m_h}$:

$$\frac{e_h}{m_h} = 2 \pi v \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_{oh}^2} \frac{1}{R} . \qquad (9)$$

Die Formeln (8) und (9) gestatten also die Berechnung von $N_h e_h$ und von $N_h m_h$, das heißt der Gesamtladung und der Gesamtmasse der in der Volumeneinheit enthaltenen Elektronen h, welche die betrachtete Bande hervorbringen.

Wir erhalten sonach für die Banden 517,6 $\mu\mu$ und 523,5 $\mu\mu$ des Tysonits die folgenden Ergebnisse (s. Tab. 3).

Es ist interessant, zu bemerken, welch geringe Menge von Materie, 10^{-12} bis 10^{-13} Gramm auf ein Kubikzentimeter, bei diesen Erschei-

1) Diese Zeitschr. **8**, 644, 1907.
2) C. R. **145**, 419, 1907.

Tabelle 3. Tysonit.

λ	$\frac{e}{m}$	ε bei 25^0	ε bei -188^0	Ne bei 25^0	Ne bei -188^0	Nm bei 25^0	Nm bei -188^0
517,6 $\mu\mu$	$+2{,}49 \cdot 10^7$	$2{,}14 \cdot 10^{-7}$	$5{,}31 \cdot 10^{-7}$	$1{,}01 \cdot 10^{-5}$	$2{,}50 \cdot 10^{-5}$	$4{,}05 \cdot 10^{-13}$	$1{,}00 \cdot 10^{-12}$
523,5 $\mu\mu$	$-2{,}48 \cdot 10^7$	$0{,}710 \cdot 10^{-7}$	$1{,}53 \cdot 10^{-7}$	$3{,}28 \cdot 10^{-6}$	$7{,}07 \cdot 10^{-6}$	$1{,}32 \cdot 10^{-13}$	$2{,}85 \cdot 10^{-13}$

Tabelle 4. Tysonit.

λ bei 25^0	Ne bei 25^0 in elektromagnetischen Einheiten	Ne bei -188^0 in elektromagnetischen Einheiten	N bei 25^0	N bei -188^0
517,6 $\mu\mu$	$1{,}01 \cdot 10^{-5}$	$2{,}50 \cdot 10^{-5}$	$0{,}89 \cdot 10^{15}$	$2{,}21 \cdot 10^{15}$
523,5 $\mu\mu$	$3{,}28 \cdot 10^{-6}$	$7{,}07 \cdot 10^{-6}$	$2{,}90 \cdot 10^{14}$	$6{,}25 \cdot 10^{14}$

nungen mitspielt: die Masse dieser korpuskulären Materie ist vielleicht ganz und gar elektromagnetischen Ursprungs.

Die Ladung e eines der Elektronen kennen wir nicht. Bekanntlich ist aber durch die Versuche von J. J. Thomson, Townsend, H. A. Wilson der Nachweis dafür erbracht worden, daß die von einem Gasion mitgeführte Ladung dieselbe ist wie die Ladung eines einwertigen elektrolytischen Ions. Diese Versuche gestatten auch, diese Ladung zu messen, welche heutzutage seitens der meisten Physiker als das Atom der Elektrizität angesehen wird.

Nehmen wir an, daß die Ladung eines jeden der Licht absorbierenden Elektronen in den Kristallen der Ladung eines Gasions gleich ist, also — nach J. J. Thomson — $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten beträgt, so können wir die Anzahl N der Elektronen in der Volumeneinheit berechnen. (Tab. 4.)

Für die Banden 479 $\mu\mu$ und 582,5 $\mu\mu$, welche dem Einfluß des Magnetfeldes nicht unterliegen, und für welche wir $\frac{e}{m}$ nicht kennen, können wir nur das Verhältnis der Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit bei 25^0 und bei -188^0 berechnen,

$$\frac{N_{25^\circ}}{N_{-188^\circ}} = \frac{\varepsilon_{25^\circ}}{\varepsilon_{-188^\circ}} \cdot \frac{\vartheta_0{}^2{}_{-188^\circ}}{\vartheta_0{}^2{}_{25^\circ}}.$$

Dieses Verhältnis ist merklich gleich dem Verhältnis zwischen den Dielektrizitätskoeffizienten (vergl. Tabelle 3).

Ebensowenig unterscheidet sich das Verhältnis der Elektronenzahlen in der Volumeneinheit merklich von dem Verhältnis der Dielektrizitätskonstanten.

Die Anzahl der absorbierenden Elektronen, die zur Hervorbringung einer und derselben Bande beitragen, kann sich somit zwischen der gewöhnlichen Temperatur und der Temperatur der flüssigen Luft im Verhältnis 1:3 ändern. Im allgemeinen nimmt diese Anzahl mit sinkender Temperatur zu.

V.

Deutung der bisherigen Ergebnisse.

Die Werte, welche wir für die Anzahl der absorbierenden Elektronen in der Volumeneinheit erhalten haben, Werte von der Größenordnung 10^{14} oder 10^{15}, sind außerordentlich gering, wenn man bedenkt, daß ein Kubikzentimeter eines Gases bei 0^0 und unter Atmosphärendruck 10^{19} bis 10^{20} Moleküle enthält, und daß die Anzahl der Moleküle eines festen Körpers noch größer ist. Selbst dann, wenn die beobachteten Banden solchen Körpern angehören, die in dem Kristall nur in geringem Verhältnis vorkommen, so führt doch die Hypothese, daß die Ladung e eines Elektrons gleich der Ladung eines Gasions ist, zu der Folgerung, daß die Anzahl der absorbierenden Elektronen, welche eine und dieselbe Bande hervorrufen, viel geringer ist als die Anzahl der Atome des Körpers, welchem die betreffende Bande angehört.

Dieses Ergebnis erscheint auf den ersten Blick unannehmbar, und man ist versucht, daraus zu folgern, daß die Ladung e eines jeden Elektrons viel kleiner als 10^{-20} ist, das heißt, daß es Ladungen gibt, die viel kleiner sind als die gegenwärtig als Elektrizitätsatom betrachtete Ladung.

Ich glaube indessen, daß eine andere Hypothese ebenso wahrscheinlich ist. Man kann sich denken, daß nicht alle Moleküle gleichzeitig an der Absorption teilnehmen, und daß die unter ihnen, welche in einem gegebenen Augenblick ein absorbierendes Elektron besitzen, das zur Hervorbringung einer bestimmten Bande beiträgt, äußerst selten sind.

Wir müssen diese Ergebnisse mit denen vergleichen, welche früher von Herrn Hallo[1]) bei der Beobachtung der magnetischen Rotationspolarisation und von Herrn Geest[2]) bei

1) Hallo, Arch. néerl. (2) 10, 148, 1905.
2) Geest, Arch. néerl.

der Untersuchung der magnetischen Doppelbrechung des Natriumdampfes erhalten worden sind. Diese Beobachtungen sind entsprechend der Theorie der magneto-optischen Erscheinungen gedeutet worden und haben zu den folgenden Werten für die Dielektrizitätskoeffizienten und für die Elektronenzahlen geführt:

Natriumlinie D_2 (Hallo):
$$\varepsilon_{D_2} = 0{,}75 \cdot 10^{-7}, \quad N_{D_2} = 3{,}3 \cdot 10^{14}.$$
Natriumlinie D_1 (Geest):
$$\varepsilon_{D_1} = 2 \cdot 10^{-7}, \quad N_{D_1} \doteq 1{,}1 \cdot 10^{15}.$$

Für Tysonit bei 25^0 haben wir oben gefunden:

Bande 517,6 $\mu\mu$: $\varepsilon = 2{,}14 \cdot 10^{-7}$, $N = 0{,}89 \cdot 10^{15}$,
Bande 523,5 $\mu\mu$: $\varepsilon = 0{,}710 \cdot 10^{-7}$, $N = 2{,}90 \cdot 10^{14}$.

Es ist sehr überraschend, zwischen Zahlen, die sich aus der Untersuchung der magneto-optischen Erscheinungen in einem glühenden Dampfe ergeben, einerseits und Zahlen, welche durch die Beobachtung der anomalen Dispersion in Kristallen bei mehr oder minder tiefen Temperaturen geliefert werden, andererseits eine derartige Übereinstimmung zu finden.

Die Herren Hallo und Geest hatten bereits aus ihren Untersuchungen den Schluß gezogen, daß entweder die Ladung e kleiner ist als 10^{-20}, oder daß nicht alle Atome gleichzeitig an der Emission teilnehmen. Nach Herrn Hallo sollen beide Hypothesen zu der Erscheinung beitragen.

In einer späteren Arbeit werde ich den Nachweis erbringen, daß das Studium der magnetischen Rotationspolarisation im Innern eines von der Bande des Xenotims bei 522,15 $\mu\mu$ (einer sehr feinen und gegen die Einwirkung eines Magnetfeldes sehr empfindlichen Bande) gebildeten Dupletts gleichfalls zu Zahlen von derselben Größenordnung, wenngleich zu etwas kleineren, führt, nämlich:

Xenotimbande bei 522,15 $\mu\mu$
$$\varepsilon_{25^0} = 1{,}72 \cdot 10^{-8}, \quad N_{25^0} = 1{,}1 \cdot 10^{13},$$
$$\varepsilon_{-188^0} = 3{,}05 \cdot 10^{-8}, \quad N_{-188^0} = 2 \cdot 10^{13}.$$

Die bisher berechneten Werte für die Dielektrizitätskonstanten, für die Gesamtladungen und Gesamtmassen, und endlich für die Elektronenzahlen sind auf Grund theoretischer Auslegung der experimentellen Messungen der Änderung des Brechungsindex in der Nähe der Absorptionsbanden gewonnen worden. Wir müssen also nunmehr untersuchen, welchen Grad von Wahrscheinlichkeit wir den aus den Theorien abgeleiteten Schlußfolgerungen zuschreiben dürfen.

Die Theorie der Dispersion gründet sich auf die Hypothese, daß die Bewegung eines Elektrons eine gedämpfte Pendelbewegung ist, welche durch die Lichtschwingung gemäß der Gleichung

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + fx + g\frac{dx}{dt} = eX$$

unterhalten wird. Die quasi-elastische Kraft wird durch die Notwendigkeit eingeführt, eine von der Amplitude unabhängige Periode zu erhalten. Der Widerstand $g\frac{dx}{dt}$, welcher der Geschwindigkeit proportional ist, trägt der Absorption Rechnung. Die vorstehende Gleichung führt nun betreffs der Änderungen des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten als Funktion der Periode zu theoretischen Ergebnissen, welche mit den experimentellen sehr gut im Einklang stehen.

Indessen darf man nicht aus den Augen verlieren, daß die Proportionalität zwischen dem Widerstand und der Geschwindigkeit einfach eine Hypothese ist, welche auf keinerlei experimenteller Grundlage beruht. Das Gesetz von der Proportionalität zwischen der Breite der Banden und der Quadratwurzel der absoluten Temperatur zeigt, daß die hauptsächliche Ursache für die Verbreiterung der Banden in der Wärmebewegung besteht, und legt somit den Gedanken nahe, daß die Dämpfung des Elektrons keine Dämpfung im eigentlichen Sinne ist. Die Breite der Banden kann beispielsweise die Folge von Störungen sein, welche durch die Bewegung und die Zusammenstöße der Moleküle in der Schwingungsbewegung der Elektronen hervorgerufen werden.[1])

Die Form der Grundgleichung müßte also abgeändert werden. — Ich glaube jedoch, daß jede Hypothese, welche zu einer befriedigenden Darstellung für die Dispersion und die Absorption führen würde, auch merklich dieselben Ergebnisse liefern würde wie die vorstehende Formel.

Die Erscheinungen, welche wir beobachten, sind nämlich die Mittelwerte aus Erscheinungen von einer außerordentlichen Mannigfaltigkeit, welche von einer beträchtlichen Anzahl von Korpuskeln hervorgebracht werden, und viele verschiedene Hypothesen über die Bewegung eines einzelnen Elektrons können zu nahezu identischen Schlußfolgerungen führen, wenn es sich um die Gesamtheit der Bewegungen aller Elektronen handelt.

Ich meine deshalb, man kann annehmen, daß die Ergebnisse hinsichtlich des Wertes der Dielektrizitätskoeffizienten und ihrer Änderungen mit der Temperatur den Charakter großer Wahrscheinlichkeit besitzen.

Wenn wir nunmehr die Gesamtladung und die Gesamtmasse der Elektronen berechnen

1) Siehe: H. A. Lorentz, Kon. Akad. van Wet. te Amsterdam, Verslagen d. W. e. Nat. afd. Deel VI, Amst. 1898, S. 506—555. — Kon. Akad. te Amsterdam, Meeting of Dec. 30, 1905, S. 591. — Jean Becquerel, diese Zeitschrift 8, 929, 1907.

wollen, so berufen wir uns auf die Theorie der magneto-optischen Erscheinungen und nehmen an, daß gemäß dieser Theorie die Entfernung der durch das Magnetfeld getrennten Komponenten ein Maß für $\frac{e}{m}$ ist. Dieser Schluß ist zwar sehr wahrscheinlich, von absoluter Sicherheit jedoch weit entfernt: die Veränderlichkeit der Werte von $\frac{e}{m}$, die man für die verschiedenen Linien der Dämpfe und besonders für die verschiedenen Banden der Kristalle erhält, scheint nämlich mit der Konstanz des Verhältnisses $\frac{e}{m}$ für die Kathodenstrahlteilchen und für die langsamen β-Strahlen in Widerspruch zu stehen.

Auf der andern Seite entspricht der Sinn der bei den Kristallen beobachteten Verschiebungen bald negativ geladenen Korpuskeln, bald positiv geladenen. Dabei ist das Verhältnis der Ladung zur Masse bei beiden Arten von Korpuskeln von derselben Größenordnung. Dieses Ergebnis verursacht beträchtliche Schwierigkeiten, denn bekanntlich haben sich die bisher beobachteten positiven Ionen von den negativen Elektronen immer durch ein viel kleineres Verhältnis zwischen Ladung und Masse unterschieden.

Mehrere Physiker suchen die Erscheinungen, welche die Kristalle darbieten, durch die Annahme zu erklären, daß die Intensität der magnetischen Induktion im Innern der Körper große Veränderungen erleiden und selbst ihren Sinn ändern kann. Wenn diese Hypothesen richtig wären, so würde die Entfernung der Komponenten nicht gestatten, das Verhältnis $\frac{e}{m}$ zu berechnen.

In einer weiteren Arbeit werde ich die Gründe auseinandersetzen, derentwegen ich nicht glaube, daß die Hypothese von der Veränderlichkeit der magnetischen Induktion die Beobachtungen erklärt. Es ist aber nichtsdestoweniger möglich, daß andere Deutungen der magneto-optischen Erscheinungen zu anderen Werten für das Verhältnis der Ladung zur Masse führen können.

Die Werte für die Gesamtladung und für die Gesamtmasse ergeben sich also als ein wenig hypothetisch. Immerhin ergibt die Wirkung des Magnetfeldes, wenn auch nicht den genauen Wert, so doch zum wenigsten die Größenordnung für das Verhältnis $\frac{e}{m}$, und folglich muß man annehmen, daß die für Ne und Nm gefundenen Werte die Größenordnung für die Gesamtladung und die Gesamtmenge der Elektronen in einem Kubikzentimeter geben.

Wie wir gesehen haben, beruhen die mitgeteilten Zahlenwerte für die Anzahl der Elektronen ganz und gar auf der Hypothese über den Wert der Ladung eines Elektrons. Weder die Dispersionserscheinungen, noch die magnetooptischen Erscheinungen liefern uns Angaben über die Größe dieser Ladung.

Andererseits sind aber die Verhältnisse zwischen den Elektronenzahlen bei verschiedenen Temperaturen von den Werten für N, Ne und Nm unabhängig und durch die Verhältnisse der Dielektrizitätskoeffizienten gegeben. Infolgedessen dürfen wir schließen, daß die Anzahl der den verschiedenen Banden entsprechenden absorbierenden Elektronen eine Funktion der Temperatur ist und im allgemeinen mit sinkender Temperatur zunimmt.

Dieses Ergebnis war sehr überraschend. Bekanntlich ändert sich nämlich der Brechungsindex der festen Körper, und vor allen Dingen der Mineralien[1]), unter dem Einflusse der Temperatur außerordentlich wenig. Dieser Umstand beweist, daß die Dielektrizitätskoeffizienten, welche solchen Ionen oder Elektronen entsprechen, deren Einfluß auf die Brechung und die Absorption überwiegend ist (Absorption im Ultraviolett und Ultrarot), mit wechselnder Temperatur sehr wenig veränderlich sind.

Nach den Rechnungen von Drude[2]) und nach den neuen Untersuchungen von Chéneveau[3]) scheint jedes Molekül eine Anzahl im Ultraviolett schwingender Elektronen zu enthalten, welche gleich der Summe der Wertigkeiten der Atome ist, aus denen sich das Molekül zusammensetzt. Diese Elektronenzahl muß von der Temperatur unabhängig sein.

Im Gegensatz hierzu führen die Beobachtungen, welche den Gegenstand dieser Veröffentlichung bilden, für die feinen Banden des sichtbaren Spektrums zu gänzlich abweichenden Folgerungen: die Anzahl der jeder einzelnen dieser Banden entsprechenden Elektronen ist außerordentlich veränderlich.

Wenn die Moleküle, welche in einem und demselben Augenblick ein absorbierendes Elektron besitzen, einen sehr geringen Bruchteil bilden, da wahrscheinlich die Moleküle nacheinander sämtlich an der Absorption teilnehmen müssen, so ist es möglich, daß zwischen den Molekülen ein Austausch vor sich geht. Dann aber können dieselben Elektronen, welche Isolatoren sind, wenn sie mit

1) C. Pulfrich, Wied. Ann. 45, 609, 1892; W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) 4, 476, 1901; A. Offret, Bull. Soc. franç. de Minéralogie 13, 405, 1890.

2) P. Drude, Lehrbuch der Optik, 1906, S. 376.

3) C. Chéneveau, Le Radium 4, 261.

einem Molekül verbunden sind, in einem anderen Augenblick zu Leitern werden, und es würde vielleicht angängig sein, eine Beziehung herzustellen zwischen der Änderung der Dielektrizitätskoeffizienten und der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit unter dem Einfluß der Temperatur.

VI.

Schlußfolgerungen.

Fassen wir alles zusammen, so führt die Messung der Änderung des Brechungsindex an einigen Banden des Tysonits zu folgenden Ergebnissen:

1. Die Änderung des Brechungsindex wird im allgemeinen beträchtlich größer, wenn man die Temperatur bis auf — 188° erniedrigt.

2. Die Deutung der experimentellen Ergebnisse nach der Dispersionstheorie zeigt, daß die Dielektrizitätskoeffizienten für jede einzelne Bande nicht konstant bleiben, wenn die Temperatur sich ändert. Im allgemeinen wachsen sie beim Übergang von gewöhnlicher Temperatur zur Temperatur der flüssigen Luft auf das Doppelte oder das Dreifache ihres ursprünglichen Wertes.

3. Die Zunahme der Anzahl der in einem und demselben Augenblick schwingenden Elektronen und die Änderung der Breite der Banden erklären das ungeheure Anwachsen der Intensität der Mehrzahl der Banden sowie das Auftreten neuer Banden beim Eintauchen der Kristalle in flüssige Luft.

4. Nimmt man als Werte für das Verhältnis der Ladung zur Masse die Zahlen an, welche sich aus den Messungen der Verschiebungen der Banden in einem Magnetfeld ergeben, so kann man die Gesamtladung und die Gesamtmasse der einer und derselben Bande entsprechenden Elektronen in der Volumeneinheit berechnen.

Die gefundenen Ladungen sind von der Größenordnung 10^{-5} (in elektromagnetischen Einheiten) und die Massen von der Größenordnung 10^{-12} bis 10^{-13}.

5. Nimmt man an, daß die Ladung jedes einzelnen Elektrons gleich der Ladung eines Gasions (10^{-20}) ist, so findet man für die Anzahl der Elektronen in einem Kubikzentimeter Zahlenwerte von der Größenordnung 10^{14} bis 10^{15}.

Die Anzahl der in einem und demselben Augenblick schwingenden Elektronen ist also im Verhältnis zur Gesamtzahl der Moleküle sehr gering. Man kann daraus schließen, daß entweder die Ladung eines Elektrons kleiner als 10^{-20} ist, oder — was vielleicht wahrscheinlicher ist — daß nur ein geringer Bruchteil der Moleküle gleichzeitig an der Absorption teilnimmt.

6. Bekennt man sich zu dieser letzteren Hypothese, so kann man annehmen, daß zwischen den Molekülen ein Austausch von Elektronen vor sich geht. Man wird dann zu der Frage geführt, ob die Veränderlichkeit der Anzahl isolierender Elektronen unter dem Einfluß von Temperaturänderungen nicht vielleicht mit der Veränderlichkeit der elektrischen Leitfähigkeit in Zusammenhang steht.

Den 12. November 1907.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. November 1907.)

Über ein Saitenelektrometer.

Von C. W. Lutz.

Zu den neueren luftelektrischen und radioaktiven Untersuchungen reichen die gebräuchlichen elektrostatischen Meßinstrumente, Blättchenelektroskop, Quadrantelektrometer und Zeigerelektrometer nicht immer aus. Allen hier zu stellenden Anforderungen: großer Meßbereich, ausreichende, über den ganzen Meßbereich möglichst gleichmäßige Empfindlichkeit, genaue parallaxenfreie Ablesung, kurze Einstellungsdauer, kleine Kapazität und dabei einfache Handhabung und leichte Transportfähigkeit, genügt keines der erwähnten Instrumente. Es liegt daher das Bedürfnis nach einem neuen Elektrometer vor, das die hier aufgezählten Vorzüge möglichst vollkommen in sich vereinigt.

In richtiger Erkenntnis dieses Mangels wurden in letzter Zeit die genannten Instrumente verschiedentlich verbessert, eine vollkommene Abhilfe der an die einzelnen Systeme gebundenen Nachteile aber nicht erreicht. Einen größeren Fortschritt hat vor kurzem Th. Wulf[1]) durch die Konstruktion seines „Fadenelektrometers" erzielt. So brauchbar dieses Instrument für viele elektrostatische Messungen sicherlich ist, so ist es doch infolge seiner Größe ziemlich schwer transportabel, hat ohne genügende Hilfsladung einen nicht immer ausreichenden Meßbereich und ist gegen Erschütterungen und Neigungen empfindlich. Aus diesen Gründen kann es namentlich bei luftelektrischen Messungen nicht immer Verwendung finden, insbesondere nicht bei Messungen auf Schiffen und im Ballon.

Das Fehlen eines ausreichenden Meßinstrumentes für luftelektrische Messungen veranlaßte mich, ein neues Elektrometer zu konstruieren. Nun wird bei Galvanometern[2]) die lose ge-

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **8**, 246, 1907; **8**, 527, 1907; **8**, 780, 1907.

2) Ader, Compt. rend. **124**, 1440, 1897; La Nature, **2**, 115, 1897; L'Éclairage électr. 295, 1897; Elektrot. Zeitschr.

spannte Saite mit Erfolg verwendet und unter den besonderen Vorzügen des Saitenprinzipes sind gerade solche, die auch bei feinen elektrostatischen Messungen gefordert werden. Es schien daher von vornherein aussichtsvoll, dieses Prinzip zur Konstruktion eines Elektrometers zu verwenden.[1]) Im folgenden soll ein Saitenelektrometer beschrieben werden, das ich gemeinsam mit Dr. Max Edelmann jun. konstruiert habe.[2])

Beschreibung des Saitenelektrometers.

Fig. 1 zeigt den inneren Teil des Instrumentes, Fig. 2 eine Gesamtansicht desselben.

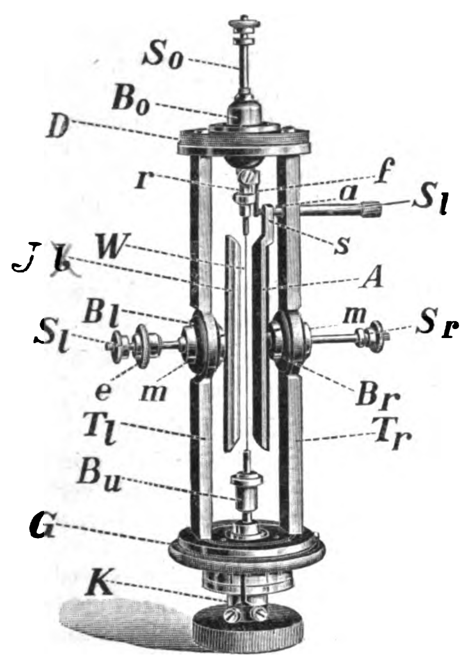


Fig. 1.

Das ganze Instrument ist in Messing gearbeitet. Die beiden Vierkantträger T_l und T_r (Fig. 1) verbinden die runde Grundplatte G fest mit der Deckplatte D. Diese durchsetzt der durchbohrte Bernsteinstopfen B_0, der das Röhrchen r umschließt, in welches oben die Zuleitungssonde S_0 eingesteckt werden kann. Die Platte G trägt den Spannkopf K, mittels dessen der Bernsteinstopfen B_u mikrometrisch auf und ab bewegt werden kann (Trommelteilung mit Index). Die Einrichtung dieser Spannvorrichtung ist dieselbe, wie sie Edelmann bei seinen Saitengalvanometern verwendet.[1]) Zwischen den beiden Bernsteinstopfen B_0 und B_u ist die Saite W, ein Wollaston-Platindraht von 1 bis 2 μ

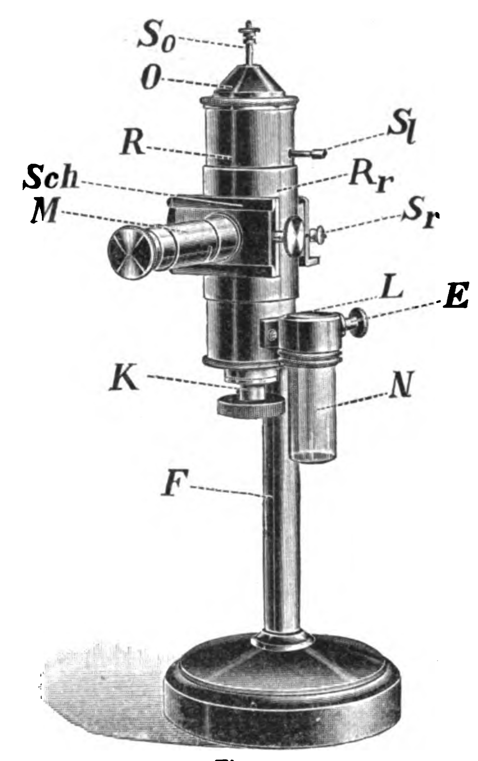


Fig. 2.

Durchmesser, vom Gehäuse isoliert ausgespannt. Die Art der Saitenbefestigung ist im Prinzip die gleiche wie bei den Edelmannschen Saitengalvanometern (siehe dort). Zu beiden Seiten des Metallfadens W steht je eine fein polierte und vernickelte Schneide A und J. Beide Schneiden sind durch Bernsteinstopfen B_r und B_l an den Trägern T_r und T_l isoliert befestigt. Durch zwei Sonden S_r und S_l ist eine Zuleitung zu jeder Schneide geschaffen. Alle Sonden gehen frei durch das Gehäuse hindurch (Fig. 2). Die rechte Schneide A, die ich im folgenden „Abstoßschneide" heißen will, trägt in ihrem oberen Teile einen Schraubenstift s, der mit Hilfe eines Schlüssels Sl bis zur Berührung mit der Feder f hineingeschraubt werden kann, wodurch eine jederzeit wieder

561, 1897; W. Einthoven, Ann. d. Phys. (4) **12**, 1059, 1903; **14**, 182, 1904; M. Edelmann jun., diese Zeitschr. **7**, 115, 1906.

1) Auf die Idee, das Saitenprinzip zur Konstruktion eines Elektrometers zu verwenden, kamen unabhängig voneinander Dr. Max Edelmann jun., Prof. Dr. Max Cremer und ich. Ersterer ließ sich im Juni 1905 sein Instrument patentamtlich schützen (Patentblatt: 21. Juni 1905, S. 857, Kl. 21 e). Prof. Dr. Cremer konstruierte gemeinsam mit Dr. Edelmann jun. ein Saitenelektrometer, das er mit Erfolg zu elektrophysiologischen Messungen verwendete (Münchner medizin. Wochenschrift Nr. 11, 1907; Zeitschr. für Biologie **50**, 355, 1907). Ich habe am 5. Mai 1905 ein Modell eines Saitenelektrometers im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München geeicht und vorgezeigt und später die Untersuchungen an einem inzwischen endgültig ausgeführten Instrument veröffentlicht (Sitzungsber. der Bayer. Akad. d. W. math.-phys. Kl. **37**, 61, 1907).

2) Dieses Saitenelektrometer wird von der Firma Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn, München geliefert.

1) Edelmann, l. c. S. 117.

leicht lösbare Verbindung zwischen der Saite *IV* und dieser Schneide hergestellt wird. Der Schlüssel *Sl* geht frei durch je eine Öffnung des Gehäuses und des Trägers T_r hindurch und wird nach dem Gebrauch abgezogen. Durch die Feder *f* und den Anschlag *a* der Schraube *s* wird verhindert, daß durch zu festes Anziehen der Schraube die obere Lagerung der Saite seitwärts gedrückt wird. Die linke Schneide *J*, die ich „Influenzschneide" nennen will, wird bei Verwendung des Instrumentes ohne Hilfsladung stets geerdet und zieht dann, durch Influenzwirkung, bei geladenem Instrumente die Saite zu sich heran, während sie gleichzeitig von der rechten mit ihr verbundenen Schneide *A* abgestoßen wird. Die Erdverbindung der Influenzschneide wird durch Hineinschrauben der Mutter *e* auf der Sonde S_I bis zur Berührung mit dem Gehäuse hergestellt.

Der Abstand der beiden Schneiden von der Saite ist natürlich von Einfluß auf die Empfindlichkeit und den Meßbereich des Elektrometers. Später anzuführende Messungen haben aber gezeigt, daß ihr Einfluß wesentlich hinter dem der Saitenspannung zurücksteht. Aus diesem Grunde wurden die Schneiden in festen Abständen von der Saite eingestellt, und nur die Saitenspannung mittels der Spannvorrichtung *K* veränderbar eingerichtet. Hierdurch konnte eine wesentliche Vereinfachung und Verbilligung des ganzen Instrumentes erzielt werden. Wie aus dem Nachfolgenden klar wird, erwies es sich als am vorteilhaftesten, den Abstand der Influenzschneide *J* von der Saite zu 2,0 mm und den der Abstoßschneide *A* zu 2,3 mm zu nehmen. Will man zu besonderen Zwecken (s. S. 106) die Schneidenabstände verändern, so kann dies leicht durch Lösung der Schraubenmuttern *m* geschehen, ohne daß bei vorsichtiger Hantierung die Saite aus dem Instrumente entfernt zu werden braucht.

Der eben beschriebene innere Teil des Elektrometers (Fig. 1) kann in das runde Messinggehäuse *R* (Fig. 2) eingeschoben werden und sitzt nach Aufschrauben des Deckels *O* darin fest. Das Gehäuse wird umfaßt und gehalten von dem Rohre *Rr*, welches seinerseits vom Fuße *F* getragen wird. Am Rohr *Rr* ist das Ablesemikroskop *M* mit Okularskala befestigt und durch einen Schlitten *Sch* seitlich verschiebbar, um die Saite auf den Nullpunkt der Okularskala einstellen zu können. Das Mikroskop empfängt durch ein ihm gegenüber im Gehäuse angebrachtes Fensterchen Licht. Die Vergrößerung des zu allen hier angeführten Messungen verwendeten Mikroskopes war eine 78 fache, der Durchmesser des Gesichtsfeldes 2 mm, der Okularmaßstab hatte 80 Teile, 1 Okularmaßstabteil = $^1/_{43}$ mm.

Zur Austrocknung des Instrumentes dient die Natriumtrocknung *N*. Damit auch der obere Teil des Bernsteinstopfens B_0 (Fig. 1) an der Trocknung teilhat, besitzt die Deckplatte *D* einen Kranz von Löchern. Alle Bernsteinstopfen sind so bemessen, daß die Elektrizität bei jedem den gleichen Weg zurücklegen muß, um auf das geerdete Gehäuse zu kommen. Es ist dies eine selbstverständliche Forderung, die aber nicht immer bei elektrostatischen Apparaten erfüllt wird. Die Isolation des Elektrometers ist ebenso ausgezeichnet, wie die eines Exner-Elster-Geitelschen Aluminiumblattelektroskopes.

Bei *E* befindet sich eine Schraube zum Einklemmen der Erdleitung für das Gehäuse.

Das Instrument kann auf einen Fuß *F* oder auf ein photographisches Stativ gesteckt und mit Hilfe einer Dosenlibelle (bei *L* aufzusetzen) wenn nötig (s. S. 104) vertikal eingestellt werden.

Die Gesamthöhe des Elektrometers (ohne Fuß und aufgesteckte Sonde) beträgt nur 17,5 cm, der Durchmesser des runden Gehäuses 4,2 cm, das Gewicht (ohne Fuß) mit Sonden und Schlüssel 740 g.

Handhabung, Prüfung und Verwendung des Saitenelektrometers.

Das Saitenelektrometer läßt sich in verschiedenen Schaltungen verwenden:

I. Ohne Hilfsladung.

a) Die Abstoßschneide wird mittels der Schraube *s* mit der Saite leitend verbunden, die Influenzschneide geerdet: „Doppelschaltung".

b) Beide Schneiden werden geerdet; die Verbindung zwischen Abstoßschneide und Saite aufgehoben: „Influenzschaltung".

c) Zwei Potentiale, deren Differenz lediglich gesucht wird, werden gemessen durch Anlegen des kleineren Potentiales an die Influenzschneide und des größeren an die Saite und die mit ihr verbundene Abstoßplatte: „Differentialschaltung".

II. Mit Hilfsladung.

a) Die beiden in gleiche Entfernung von der Saite einzustellenden Schneiden werden auf entgegengesetzt gleiches Potential geladen, das unbekannte Potential wird an die Saite gelegt: „Saitenschaltung".

b) Ein Hilfspotential wird an die Influenzschneide angelegt, die Saite mit der Abstoßschneide verbunden und geerdet. In dieser „Nullschaltung" gibt das Saitenelektrometer ein empfindliches Nullpunktinstrument.

I. a) Doppelschaltung.

Die Empfindlichkeit und der Meßbereich des Saitenelektrometers hängt ab: 1. von der

Saitenspannung; 2. von der Saitenlänge; 3. von der Saitendicke; 4. von der Entfernung des abstoßenden und des influenzierenden Konduktors und 5. von der Form dieser Konduktoren. Den Einfluß dieser fünf Faktoren habe ich der Reihe nach mit Hilfe des früher beschriebenen Saitenelektrometers [1]) untersucht. Auf Grund dieser Messungen konnte die Konstruktion des neuen, hier beschriebenen Elektrometers in vielem verbessert und vereinfacht werden. Dabei hat sich die Firma Edelmann durch wertvolle Beihilfe und tadellose Ausführung der endgültigen Konstruktion wesentlich verdient gemacht.

1. Saitenspannung. Kein anderer Faktor beeinflußt die Empfindlichkeit des Elektrometers so sehr, als die Saitenspannung. Selbstredend ist derselben nach oben und unten bald eine Grenze gesetzt. Abgesehen davon, daß durch starkes Anziehen die Saite Gefahr läuft, abzureißen, lassen sich Potentiale über eine bestimmte Größe mit dünnsten Drähten doch nicht messen, da die elektrischen Kräfte schließlich groß genug werden, um die Saite zu durchreißen. Bei allzu schlaffer Saite ist das Instrument gegen Neigung und Erschütterung sehr empfindlich, die Dämpfung ist keine aperiodische mehr, und die Saite kann leicht durch Ankleben an die Influenzschneide Schaden leiden.

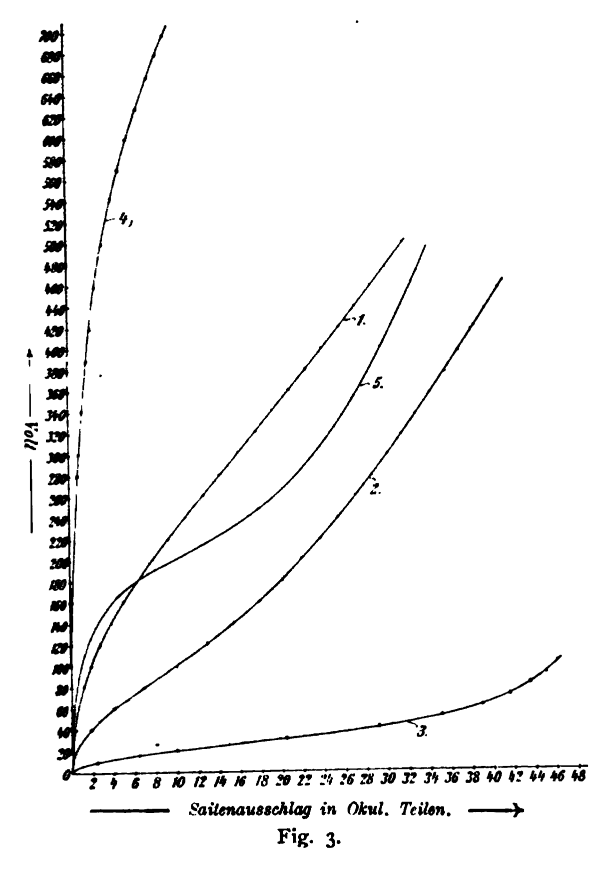


Fig. 3.

Mit Hilfe einer Akkumulatorbatterie von 700 Volt Maximalspannung und eines Präzisions-Westonvoltmeters wurde das Saitenelektrometer für verschiedene Saitenspannungen geeicht. Die dem Elektrometer zugeführten Potentiale wurden in Stufen von 10 oder 20 Volt von 0 bis zu einem Höchstwerte gesteigert und für jede Spannungsstufe die zugehörige Angabe des Voltmeters und Saitenelektrometers abgelesen. Mittels dieser Wertepaare wurden die Eichkurven Fig. 3 und 4 gezeichnet; Fig. 3,

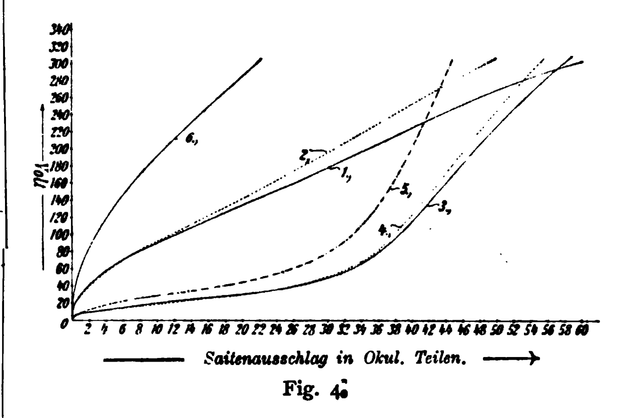


Fig. 4.

Nr. 1 wurde bei stärkst gespannter Saite (Trommelteil 0 des Spannkopfes), Nr. 2 bei mittlerer (Trommelteil 10) und Nr. 3 bei geringer Saitenspannung (Trommelteil 20) erhalten. Diese Eichkurven lassen ersehen, wie durch die Saitenspannung Empfindlichkeit und Meßbereich des Instrumentes bestimmt werden. Bei Doppelschaltung und stärkster Saitenspannung (Nr. 1) lassen sich mit dem Saitenelektrometer Potentiale von 20 bis ca. 500 Volt messen. Viel höher zu gehen ist nicht rätlich, weil dann, wie erwähnt, die Saite in Gefahr kommt, von den elektrischen Kräften durchrissen zu werden. Zur Messung höherer Potentiale als 500 Volt wird man zweckmäßig die Influenzschaltung (s. S. 105) verwenden. Bei stärkster Saitenspannung ist das Instrument gegen Neigung und Erschütterung völlig unempfindlich und selbst bei mäßiger Anspannung der Saite (Fig. 3, Nr. 2) tritt nur bei den kleineren Potentialen eine geringe Veränderung des Saitenausschlages bei starker Neigung des Elektrometers ein, während es bei den mittleren und höheren Potentialen gegen Neigung und Erschütterung unempfindlich wird. Die Einstellung der Saite erfolgt bei diesen Saitenspannungen momentan. Es ist nicht das mindeste Pendeln der Saite um ihre jeweilige Gleichgewichtslage wahrzunehmen; der Nullpunkt bleibt genau erhalten. Eine „Cri-Cri-

1) C. W. Lutz, l. c.

Erscheinung"[1]) tritt bei keiner Saitenspannung auf.

Bei ganz entspannter Saite (Fig. 3, Nr. 3) verändert sich der Saitenausschlag beim Neigen; das Instrument muß jetzt vertikal gestellt werden. Auch verlegt sich beim Entspannen der Saite der Nullpunkt, und es ist daher das Mikroskop auf den neuen Nullpunkt einzustellen. Der Ausschlag der Saite erfolgt zwar noch äußerst rasch, doch ist die Dämpfung keine rein aperiodische mehr. Bei der 78 fachen Vergrößerung des verwendeten Mikroskopes gaben 2 Volt noch den deutlich ablesbaren Ausschlag von 0,1 Okularmaßstabteilen. Kleinere Potentiale lassen sich ohne Hilfsladung nur mit stärker vergrößernden Mikroskopen messen. Der Meßbereich des Elektrometers bei ganz entspannter Saite geht von 2 Volt bis ca. 80 Volt. Höhere Potentiale lassen sich nicht mit der gleichen Genauigkeit messen, da die Eichkurve in ihrem oberen Verlaufe steil ansteigt (vergl. auch die bei geringer Saitenspannung erhaltenen Eichkurven Fig. 4, Nr. 3, 4 u. 5).

Durch Wahl der Saitenspannung hat man es also in der Hand, den Meßbereich und die Empfindlichkeit des Instrumentes in weiten Grenzen zu ändern. Im allgemeinen genügt es, das Elektrometer für 2 verschiedene Saitenspannungen zu eichen, um unter Zuhilfenahme der Influenzschaltung (s. S. 105) Potentiale von 2 bis 1000 Volt zu messen. In besonderen Fällen kann für einen bestimmten Meßbereich durch Wahl einer entsprechenden Saitenspannung leicht eine möglichst große Empfindlichkeit erzielt werden.

Will man bei Gebrauch des Elektrometers von einer Saitenspannung zu einer anderen übergehen, so ist der Index des Spannkopfes ganz genau auf denselben Trommelteil einzustellen, den man vorher bei der Eichung gewählt hatte, um übereinstimmende Angaben zu erhalten.

Die Kapazität des Elektrometers mit aufgesteckter Sonde, gemessen mit dem Harmsschen Kondensator[2]), beträgt bei Doppelschaltung = 9,5 cm. Sie ist also kleiner als die eines Blättchenelektroskopes in der gebräuchlichen Ausführung (= 15 cm).

2. Saitenlänge. Ursprünglich verwendete ich eine 10 cm lange Saite. Um aber das Instrument handlicher und billiger zu machen, wurde die Saitenlänge auf 6 cm vermindert. Vergleichende Messungen zeigen, daß auch die längere Saite bei völliger Entspannung erst bei 2 Volt einen deutlich ablesbaren Ausschlag ergibt, daß dagegen der Meßbereich bei stärkster Saitenspannung kleiner ist als bei der kürzeren Saite. Vergleiche Eichkurve Nr. 1 u. 3, Fig. 3 mit den Eichkurven Nr. 1 u. 3 der Fig. 4, welch letztere unter sonst gleichen Bedingungen für die 10 cm lange Saite erhalten wurden.

3. Saitendicke. Die Saite wurde so dünn als möglich genommen, 1 bis 2 μ, und hierdurch eine verhältnismäßig große Empfindlichkeit, momentane Einstellung, aperiodische Dämpfung und scharfe Ablesung erzielt. Schon bei nur mäßiger Anspannung haben solch dünne Drähte den Vorteil, daß sie gegen Neigung und Erschütterung unempfindlich sind. Dickere Saiten, die untersucht wurden (bis zu 0,035 mm Durchmesser), zeigen diese Vorzüge nicht in dem Maße. Außerdem wird durch nur wenig dickere Drähte die Empfindlichkeit des Instrumentes schon stark vermindert. Fig. 4, Nr. 1 zeigt eine Eichkurve für einen 1,5 μ dicken Platinfaden, Nr. 6 eine solche für einen 3 μ dicken Platindraht, beide unter sonst gleichen Verhältnissen aufgenommen.

4. Form des abstoßenden und influenzierenden Konduktors. Um den Einfluß der Form des abstoßenden und influenzierenden Leiters auf die Empfindlichkeit, den Meßbereich und die Gestalt der Eichkurve festzustellen, wurden Platten bezw. Schneiden von nachstehenden



Fig. 5.

Querschnitten (Fig. 5) untersucht: 1. ebene Platten, 2. Platten mit einem Längsgrat in der Mitte, 3. gegen die Saite zu gewölbte Platten, 4. Schneiden. Die Gestalt der Eichkurve erwies sich als ganz unabhängig von der Form des abstoßenden und influenzierenden Leiters und in allen Fällen nur abhängig von der Saitenspannung. Am wirksamsten erwiesen sich die Schneiden Fig. 5, Nr. 4, durch welche auch die Bewegungsebene der Saite genau festgelegt und eine stetige Eichkurve erzielt wird. Siehe Fig. 3, Nr. 1—4, wo die den einzelnen Eichwerten entsprechenden Punkte eingezeichnet sind.

5. Abstand des abstoßenden und influenzierenden Konduktors. Mit Hilfe des erwähnten älteren Saitenelektrometers, bei welchem der Abstand eines jeden Konduktors von der Saite mikrometrisch verändert werden kann, wurde der Einfluß der Konduktorentfernung untersucht und dabei auch die oben (Fig. 5) gezeichneten Leiterformen in den verschiedensten Zusammenstellungen verwendet. Bei allen diesen Messungen zeigte sich, daß, gleichgültig welche Platten- oder Schneidenform zur Anwendung kam, der Abstand des abstoßenden

1) H. Ebert, diese Zeitschr. 6, 642, 1905.
2) F. Harms, diese Zeitschr. 5, 47, 1904.

Konduktors nur von geringem Einfluß auf Empfindlichkeit, Meßbereich und Gestalt der Eichkurve ist. Dies spricht sich deutlich in den Eichkurven Fig. 4, Nr. 1—4 aus. Der Abstand der Influenzschneide war in allen vier Fällen = 2 mm. Eichkurve Nr. 1 u. 2 wurde bei stärkster Saitenspannung erhalten. Bei Nr. 1 betrug der Abstand der Abstoßschneide = 1 mm, bei Nr. 2 dagegen = 6 mm. Eichkurve Nr. 3 u. 4 wurde bei geringer Saitenspannung aufgenommen; die Abstoßschneide bei Nr. 3 war in 1 mm, bei Nr. 4 in 4 mm Entfernung von der Saite eingestellt. In allen Fällen ergab sich, daß erst bei den höheren Potentialen eine Zunahme des Ausschlages bei näherstehender Abstoßschneide eintrat. Weiter zeigt ein Vergleich der Eichkurven Fig. 4, daß der Abstand des abstoßenden Leiters keinen Einfluß auf die Gestalt der Eichkurve hat.

Von etwas größerem Einfluß auf die Empfindlichkeit des Instrumentes ist dagegen der Abstand des influenzierenden Konduktors. Fig. 4, Nr. 4 und Nr. 5 wurden erhalten bei dem gleichen Abstande der Abstoßschneide = 4 mm und derselben Saitenspannung. Bei der ersten Eichung (Nr. 4) war der Abstand der Influenzschneide = 2 mm, bei der zweiten (Nr. 5) = 5 mm. Näher mit der Influenzschneide als auf 2 mm an die Saite heranzugehen, empfiehlt sich nicht, da auch bei kleineren Abständen die Anfangsempfindlichkeit doch nicht bemerkenswert erhöht wird, dagegen die Gefahr des Anspringens der Saite an die Influenzschneide sehr nahe rückt. Auch kann bei einer Entfernung von 2 mm eben noch der ganze Okularmaßstab ausgenützt werden. Aus all den Gründen wurde bei dem neuen Saitenelektrometer der Abstand der Influenzschneide zu 2,0 mm und der der Abstoßschneide zu 2,3 mm gewählt. Letzterer Abstand muß etwas größer sein, damit sich die Saite auch bei der sogleich zu besprechenden Influenzschaltung in der gleichen Richtung wie bei der Doppelschaltung nach der Influenzschneide zu bewegt, im Sinne der wachsenden Zahlen des durchlaufend numerierten Okularmaßstabes.

b) Influenzschaltung.

Durch Zurückdrehen der Verbindungsschraube zwischen Saite und abstoßender Schneide und Erdung der letzteren wird das Instrument ohne Änderung der Saitenspannung wesentlich unempfindlicher. Es eignet sich so besonders zur Messung hoher Potentiale. Fig. 3, Nr. 4 zeigt eine Eichkurve für Influenzschaltung, die bei derselben Saitenspannung erhalten wurde, wie Nr. 1 bei Doppelschaltung. Wie sich aus dem Verlaufe der Eichkurve Nr. 4 ergibt, lassen sich mit der Influenzschaltung wohl Potentiale bis 1000 Volt messen. Die Eichung konnte allerdings nicht bis zur völligen Ausnützung des Okularmaßstabes durchgeführt werden, da die zur Verfügung stehende Batterie nur eine Maximalspannung von 700 Volt besaß und auch der Meßbereich des verwendeten Weston-Voltmeters nur bis 750 Volt reichte. Durch Verminderung der Saitenspannung wird das Elektrometer auch in dieser Schaltung empfindlicher, und man erhält eine Eichkurve, die zwischen den Kurven Nr. 1 und Nr. 4 verläuft. Bei zu starker Entspannung der Saite nimmt jedoch die Eichkurve eine ungünstige Form an (s. Fig. 3, Nr. 5). Potentiale unter 500 Volt wird man daher zweckmäßig mit der Doppelschaltung messen.

Die Kapazität des Elektrometers bei Influenzschaltung beträgt 4,2 cm.

c) Differentialschaltung.

Dieser Schaltung wird man sich mit Vorteil bedienen, um die Differenz zweier Potentiale zu messen, deren absolute Beträge nicht bekannt zu sein brauchen, ein Fall, der bei Messung des absoluten luftelektrischen Potentialgefälles mit zwei Flammenkollektoren vorliegt.[1]) Das kleinere Potential wird an die Influenzschneide, das größere an die Saite und die mit ihr verbundene Abstoßplatte angelegt, das Elektrometergehäuse wie stets geerdet. Der Saitenausschlag gibt dann ein Maß für die gesuchte Potentialdifferenz und läßt sich unter einer sogleich zu erwähnenden Einschränkung mit Hilfe der bei Doppelschaltung erhaltenen Eichkurve in Volt ausdrücken. Allerdings ist diese Eichkurve bei Differentialschaltung nicht mehr streng richtig.[2]) Solange aber das kleinere, an die Influenzschneide angelegte Potential ca. 20 Volt nicht überschreitet, sind die Abweichungen der Angaben des Elektrometers so gering, daß sie vernachlässigt werden dürfen. Bei höheren Potentialen aber können sie mehrere Volt betragen. Tabelle 1 zeigt die Differenzen der gleichen Saitenausschlägen entsprechenden Potentialen für die beiden Schaltungen.

Glücklicherweise ist bei luftelektrischen Gefällemessungen das Potential des einen Kollektors[3]) immer so niedrig, daß man hierzu unbedenklich das Elektrometer in Differentialschaltung verwenden kann. Wo dies nicht der Fall ist, wird man eine besondere Eichung

1) C. W. Lutz, Sitzungsber. d. Bayer. Akad. d. W. math.-phys. Kl. 36, 525, 1906; Daunderer, diese Zeitschr. 8, 281, 1907.

2) Wulf, diese Zeitschr. 8, 528, 1907.

3) Der eine Flammenkollektor wird am besten in eine oben offene Blechbüchse isoliert eingebaut und so in die Erde versenkt, daß sein oberer Rand bündig mit dem Erdboden abschneidet, ähnlich wie dies auch Daunderer (l. c.) getan hat. Der andere Flammenkollektor wird auf einem Hartgummistab 1 m über dem Boden aufgestellt.

vornehmen oder eine Korrektionstabelle anlegen.

Tabelle 1.

Potential in Volt bei Doppelschaltung	Abweichungen in Volt bei Differentialschaltung für Ladungen der Influenzplatte von Volt:			
	40,8	81,0	140,0	179,0
20	−4,4	−5,0	−5,0	−5,0
40	−3,7	−5,0	−5,0	−5,0
60	−3,0	−4,9	−5,0	−6,0
80	−2,0	−3,8	−5,0	−6,0
100	−1,9	−3,7	−5,0	−6,0
120	−1,8	−3,0	−5,0	−4,9
140	−1,6	−2,0	−4,9	−3,9
160	−1,0	−1,9	−3,2	−2,4
180	−0,9	−1,8	−2,3	−1,0
200	−0,1	−1,4	−1,4	+0,5
220	0	−1,2	0	+1,7
240	0	−1,0	+0,8	+2,6
260	0	−0,5	+1,6	+2,7
280	0	0	+2,0	+3,0
300	0	+0,1	+2,4	
320	0	+0,6	+2,6	
340	+0,1	+1,0	+2,6	
360	+0,2	+1,8		
380	+0,3	+2,4		
400	+0,7			
420	+1,3			

Die Verwendung des Saitenelektrometers zu den erwähnten Messungen hat mancherlei Vorteile vor der eines Elektroskopes voraus, welch letzteres bisher ausschließlich hierzu gebraucht wurde. Nimmt man nur ein Elektroskop und verbindet den unteren Flammenkollektor mit dem nunmehr zu isolierenden Gehäuse, den oberen mit den Blättchen, so ist vor das Instrument ein mit einem Loch zum Ablesen versehener geerdeter Blechschirm aufzustellen, damit der Beobachter durch Influenzwirkung die Angaben des Instrumentes nicht beeinflußt oder durch zufällige Berührung das geladene Gehäuse ableitet. Durch den Schirm wird nun die Ablesung des Elektroskopes sehr erschwert; außerdem braucht man für das Elektroskopgehäuse noch einen besonderen Isolator. Wird für jeden Kollektor ein eigenes Elektroskop verwendet (Gehäuse geerdet), so kommt es oft vor, daß ihre Empfindlichkeit nicht ausreicht, um das Potential des niederen Kollektors zu messen, oder daß das höhere Potential den Meßbereich eines Elektroskopes übersteigt. Letzterer Fall tritt häufig bei den hohen winterlichen Potentialgefällen auf und es ist dann oft unmöglich, eine einwandfreie Messung des absoluten Potentialgefälles (Bestimmung des Reduktionsfaktors selbstregistrierender stationärer Elektrometer) zu erhalten. Allen diesen Mißständen kann durch Verwendung des Saitenelektrometers abgeholfen werden.

II. a) Saitenschaltung.

Stellt man die Schneiden beide gleichweit von der Saite entfernt ein (s. S. 102) und lädt erstere mittels einer Hilfsbatterie auf entgegengesetzt gleiche Potentiale, so kann die an die Saite angelegte Spannung nach Größe und Vorzeichen gemessen werden. Durch Kommutieren der Hilfsladung läßt sich die Genauigkeit der Ablesung verdoppeln. Bei Verwendung von Schneiden ist allerdings das elektrische Feld zwischen ihnen nicht homogen; man erhält als Eichkurve keine Gerade, sondern eine flache Kurve. Verlangt man den Potentialen proportionale Ausschläge, so sind an Stelle der Schneiden ebene Platten einzusetzen, die auf Verlangen von der Firma Edelmann mitgeliefert werden. Die Saitenschaltung eignet sich besonders zur Messung kleiner Potentiale. Bei einer Hilfsladung von ± 50 Volt kann bei der 78fachen Vergrößerung noch 0,01 Volt gemessen werden. Die Kapazität bei Anwendung der Schneiden beträgt 4,4 cm.

In dieser Schaltung ist das Elektrometer besonders als stationäres Instrument zur Registrierung des atmosphärischen Potentialgefälles geeignet. Da die Saite selbst den raschesten Schwankungen des Potentialgefälles zu folgen vermag, außerdem bei genügender Anspannung auch einen hohen Meßbereich besitzt, so dürfte das Saitenelektrometer dem bisher verwendeten Quadrantelektrometer überlegen sein.

b) Nullschaltung.

Wird an die Influenzschneide ein Hilfspotential von ca. 20 Volt angelegt und die Saite nur mäßig gespannt (Eichkurve Fig. 3, Nr. 3), so erhält man bei Erdung der Saite einen am Okularmaßstabe ablesbaren Ausschlag. Bei Zuführung eines + oder — Potentiales vergrößert oder vermindert sich der Ausschlag der Saite. In dieser Schaltung gibt das Elektrometer ein empfindliches Nullpunkt-Instrument und dürfte auch so zu luftelektrischen und radioaktiven Messungen Verwendung finden.

Fassen wir zum Schlusse die Hauptvorzüge des Saitenelektrometers zusammen, so läßt sich folgendes anführen: Das Saitenelektrometer kommt an Einfachheit und Bequemlichkeit der Handhabung dem Blättchenelektroskope mindestens gleich, übertrifft es aber in mancherlei Beziehung: so durch seine größere Empfindlichkeit, seinen weit größeren und veränderlichen Meßbereich, durch die Genauigkeit der Einstellung (Fehlen jeglicher Cri-Cri-Erscheinung), die Schärfe der Ablesung, seine Unabhängigkeit von Neigungen und Erschütterungen bei mäßiger und starker Saitenspannung und durch die Möglichkeit der Selbstregistrierung.

Bei Verwendung einer ausreichenden Hilfsladung wird es auch durch die Raschheit seiner Einstellung, seine leichte Transportfähigkeit,

seine handliche Form und seine kleine Kapazität dem Quadrantelektrometer überlegen sein.

Endlich läßt sich das Saitenelektrometer bei Benützung dickerer Drähte auch als Hochspannungselektrometer verwenden und wird infolge der vorgenannten Eigenschaften auch die Zeigerelektrometer übertreffen.

Alle diese Vorzüge dürften das Saitenelektrometer nicht nur speziell zu luftelektrischen, sondern auch zu vielen anderen elektrostatischen Messungen befähigen.

Die im vorstehenden angeführten Untersuchungen wurden alle im Physikalischen Institut der hiesigen Technischen Hochschule ausgeführt. Die hierzu notwendigen Apparate und Instrumente hat mir Herr Prof. Dr. Ebert in freundlichster Weise zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

München, Erdmagnetisches Observatorium (Sternwarte), November 1907.

(Eingegangen 8. Dezember 1907.)

Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden.

Von A. Grau und F. Ruß.

Im Jahrgang 8 (S. 703, 1907) dieser Zeitschrift wurde über eine Arbeit der Herren C. E. Guye und L. Zébrikoff referiert, welche die Abhängigkeit der Potentialdifferenz von der Stromstärke und Bogenlänge zwischen Metallelektroden im Gleichstromlichtbogen behandelt und die Anwendbarkeit der von Frau Ayrton für den Kohlelichtbogen aufgestellten Formel auch für diese Fälle zeigt. Die bei diesen Untersuchungen benutzten Bogenlängen gingen über 4 mm nicht hinaus.

Da wir anläßlich unserer im Jahre 1906 durchgeführten Arbeit[1]) auch Versuche mit Gleichstromlichtbogen zwischen gekühlten Kupferelektroden anstellten und die von uns verwendeten Bogenlängen mehr als zehnmal so groß waren als die von den Herren Guye und Zébrikoff verwendeten, so dürfte die Mitteilung unserer Versuchsergebnisse, welche ebenfalls die Anwendbarkeit der Ayrtonschen Gleichung für den Metallichtbogen dartun, einiges Interesse bieten.

In einem Quarzrohre von 2 cm Öffnung und 12 cm Länge, welches von einem Glasmantel umschlossen war, der zur Aufnahme des Kühlwassers diente, befanden sich zwei durch fließendes Wasser gekühlte Kupferelektroden in vertikaler Anordnung. Die obere, mit dem positiven Pole der Stromquelle verbundene Elektrode war röhrenförmig ausgebildet, so daß durch sie die im Lichtbogen gebildeten Gase abgesaugt werden konnten.

Die Versuche wurden mit Luft ausgeführt, welche bei der unteren Elektrode eintrat und deren Verbrennungsprodukte durch das Rohr der oberen Elektrode mittels Saugpumpe entfernt wurden.

Die obere Elektrode hatte einen äußeren Durchmesser von 18 mm, die untere einen solchen von 12 mm, während die Öffnung des Absaugerohrs 2 mm betrug.

Die obere Elektrode war in das Quarzrohr eingekittet, die untere mittels Gummischlauches luftdicht an dasselbe angeschlossen. Die untere an einem verschiebbaren Träger befestigte Elektrode ermöglichte die Bogenbildung und die Einstellung auf eine bestimmte Bogenlänge, welche auf einer Millimeterskala abgelesen werden konnte.

Die verwendete Gleichstromspannung betrug 330 Volt, die Stromstärke konnte durch regulierbare, vor den Bogen geschaltete, induktionsfreie Widerstände reguliert werden.

Als Spannungsmesser diente ein elektrostatisches Voltmeter der Firma Hartmann & Braun und als Strommesser ein Amperemeter der österr. Siemens-Schuckertwerke, welches $^1/_{10}$ Ampere abzulesen gestattete. In der nachstehenden Tabelle sind die bei den Bogenlängen von 10 bis 50 mm und den Stromstärken von 4 bis 10 Ampere auftretenden Bogenspannungen zusammengestellt und es muß bemerkt werden, daß diese Zahlen als Mittelwerte aus mehreren Ablesungen gewonnen wurden.

Tabelle.

Bogenlänge	1 cm	2 cm	3 cm	4 cm	5 cm
Bei 4 Amp.	90 Volt	125 Volt	160 Volt	195 Volt	Bogenbildung nicht möglich
„ 5 „	85,5 „	116 „	146,5 „	177 „	208 Volt
„ 6 „	82,5 „	110 „	137,5 „	165 „	192,5 „
„ 7 „	80 „	105,5 „	131 „	156,5 „	181,5 „
„ 8 „	Bogen flackert und reißt ab	102,5 „	126 „	150 „	174 „
„ 9 „	„	100 „	122 „	145 „	167,5 „
„ 10 „	„	Bogen reißt ab	119,5 „	141 „	162,5 „

Die Figur 1 zeigt die Beziehung zwischen Bogenspannung und Stromstärke, wenn die Spannungen als Ordinaten und die Stromstärken als Abszissen in ein rechtwinkeliges Koordinatensystem eingetragen werden.

1) „Experimentaluntersuchungen über die Luftverbrennung im elektrischen Flammenbogen." Sitzungsber. d. kais. Akad. der Wissenschaften in Wien 115, Abt. IIa.

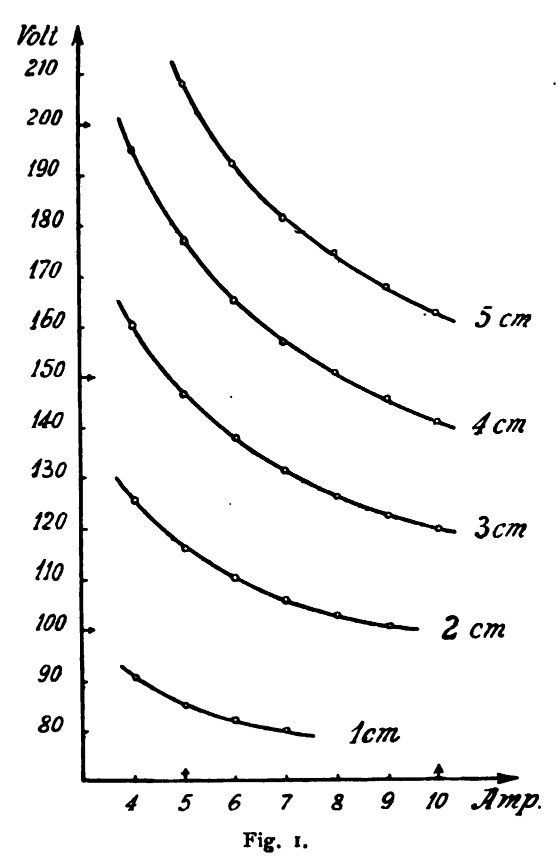


Fig. 1.

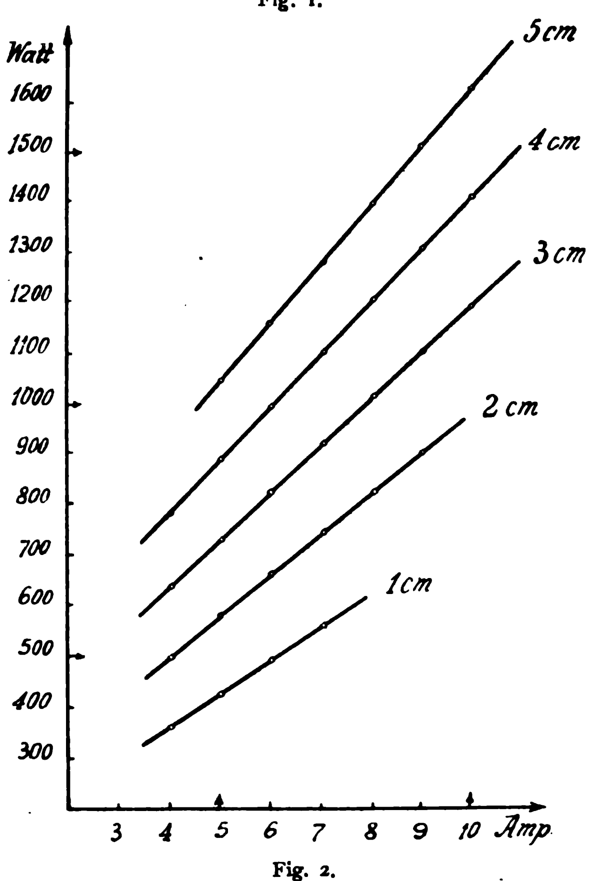


Fig. 2.

Die Beziehung zwischen aufgewendeter Energie und der Stromstärke stellt sich als Gerade dar (bei konstanter Bogenlänge), wenn die Konstruktion dieser Schaulinien ebenfalls in einem rechtwinkeligen Koordinatensystem durchgeführt wird.

Bei Zugrundelegung der Ayrtonschen Gleichung

$$E = a + b\,l + \frac{c + d\,l}{J}, \qquad (1)$$

worin a, b, c, d Konstante, E die Bogenspannung in Volt, l die Bogenlänge in cm, J die Stromstärke in Ampere bedeuten, ermitteln sich die Konstanten a, b, c und d mit den Werten $a = 55$, $b = 12{,}5$, $c = 0$, $d = 90$. Es stellt sich somit die Gleichung für unseren Fall so dar:

$$E = 55 + 12{,}5\,l + \frac{90\,l}{J}\ \text{Volt}. \qquad (2)$$

Bezeichnet V die Netzspannung in Volt und W den dem Bogen vorgeschalteten Widerstand in Ohm, so muß nach Gleichung (1)

$$V = J\,W + a + b\,l + \frac{c + d\,l}{J} \qquad (3)$$

sein.

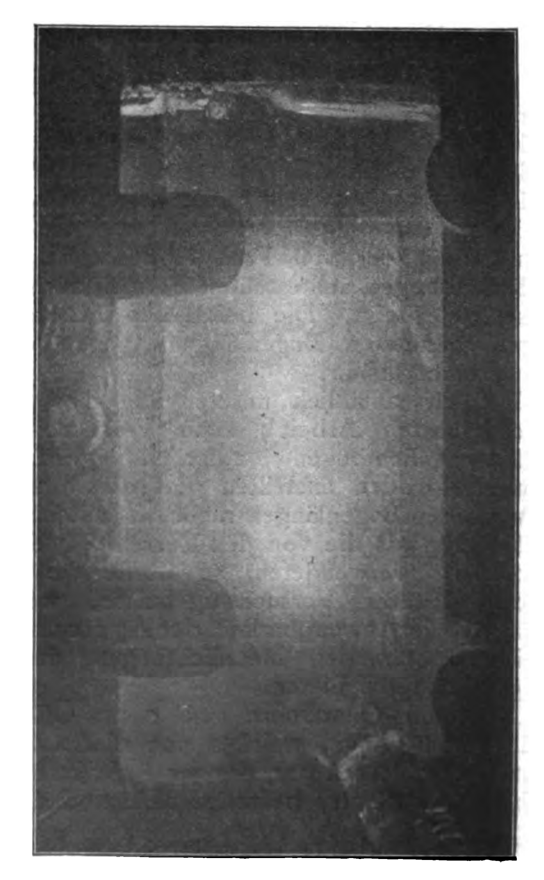


Fig. 3.

Löst man diese Gleichung nach $\mathfrak{J}$ auf, so erkennt man, daß l nicht größer als $\frac{V-a}{b}$ sein kann und seinen Maximalwert annimmt, wenn

$$(V-a-bl)^2-4\,W(c+dl)=0 \qquad (4)$$

ist.

Aus dieser Bedingungsgleichung für l ergibt sich der Widerstand

$$W=\frac{(V-a-bl)^2}{4(c+dl)} \qquad (5)$$

und die kleinste Stromstärke, bei welcher noch ein Bogen bestehen kann, mit

$$\mathfrak{J}_{\min}=\frac{V-a-bl}{2\,W}. \qquad (6)$$

Setzt man in diesen Gleichungen (5) und (6) $l=5$, so erhält man für $W=25\ \Omega$ und für $\mathfrak{J}_{\min}=4{,}25$ Ampere. Es geht daraus hervor, daß bei einer Elektrodenentfernung von 5 cm ein Bogen mit 4 Ampere nicht möglich ist, ein Resultat, welches bei unseren Messungen durch die Unmöglichkeit, mit 4 Ampere einen Bogen zu bilden, experimentell bestätigt würde. Fig. 3 stellt eine photographische Aufnahme des 5 cm langen Bogens, welcher von Quarz und Glasrohr umschlossen ist, zwischen denen das Kühlwasser zirkuliert, dar.

(Eingegangen 11. Dezember 1907.)

Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt.

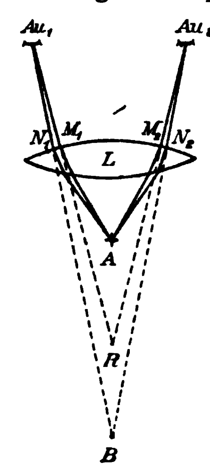
Von E. Grimsehl.

Betrachtet man eine abgestempelte deutsche Zehnpfennigmarke durch eine Lupe von etwa 9 cm Durchmesser (ein sogenanntes Leseglas) gleichzeitig mit beiden Augen, so scheint der Stempel etwa 2—3 mm über der Marke zu schweben, er ist über die Ebene des Papiers scheinbar emporgehoben. Dieser Effekt tritt nicht ein bei einer abgestempelten Fünfpfennigmarke, vielmehr liegt hier der Stempel in der Ebene des Papiers, er erscheint sogar tief in das Papier hineingedrückt. Der Effekt ist von der Farbe der Marke abhängig.

Der Effekt tritt ferner nicht ein, wenn man auf ein gleichmäßig rotes Stück Papier einen schwarzen Buchstaben schreibt und diesen durch das Leseglas betrachtet. Erst, wenn der Untergrund des Papiers rot und weiß gemischt gezeichnet wird, also wenn man beispielsweise mit roter Tinte ein engmaschiges Netz zeichnet und darauf den schwarzen Buchstaben schreibt, ist der stereoskopische Effekt wieder vorhanden. Im besonderen sieht man, daß bei weitmaschigem Netz nur diejenigen Teile der Schrift gehoben sind, die auf dem roten Netz liegen, während die in den Maschen liegenden Teile der Buchstaben jenen gegenüber versenkt erscheinen.

Zeichnet man ferner eine Reihe von konzentrierten Kreisen abwechselnd mit grüner (oder blauer), schwarzer, roter, schwarzer usw. Tinte ohne weiße Zwischenräume, so erscheinen beim binokularen Betrachten durch das Leseglas die roten Kreise gehoben, die grünen dagegen vertieft; die schwarzen Kreise erscheinen mit ihren an das Rote grenzenden Teilen ebenfalls gehoben, mit ihren an das Grüne stoßenden Begrenzungen gesenkt.

Die letzterwähnte Erscheinung führte mich zu der Erklärung, daß der Effekt auf der Farbenabweichung beruht, die die Strahlen erfahren, welche durch die Ränder des Leseglases hindurchgehen. Zur Erläuterung diene die beigezeichnete Figur. Au_1 und Au_2 sind



die beiden Augen des Beobachters, L ist die Linse, A ein Objekt, das gleichzeitig blaue und rote Strahlen aussendet, bestehend aus zwei nebeneinander liegenden blauen und roten Punkten. Die von A ausgehenden roten Strahlen gehen auf den Wegen AM_1Au_1 und AM_2Au_2 in die Augen, die von A ausgehenden blauen Strahlen gehen auf den Wegen AN_1Au_1 und AN_2Au_2 in die Augen des Beobachters. Der Beobachter verlegt den Ausgangspunkt der Strahlen in die Richtung der zuletzt in die Augen eintretenden Strahlen. Der Schnittpunkt der Verlängerungen von $Au_1\,N_1$ und $Au_2\,N_2$ liegt in B, der Schnittpunkt der Verlängerungen von $Au_1\,M_1$ und $Au_2\,M_2$ liegt in R. Hieraus folgt, daß R dem Auge näher zu liegen scheint als B, d. h. daß die roten Kreise erhaben, die blauen (oder grünen) Kreise vertieft erscheinen.

Die zu Anfang erwähnte scheinbare Hebung des Markenstempels der deutschen Zehnpfennigmarke würde demnach so zu erklären sein, daß nicht eigentlich der Stempel gehoben würde, sondern der rote Untergrund und mit ihm die optischen Lücken des Untergrundes, die den

schwarzen Stempel bilden. Die Hebung geschieht gegenüber den weiß durchschimmernden Teilen des Papiers.

Ich gestehe, daß mich die Erklärung nicht voll befriedigt. Insbesondere paßt sie nicht zu folgender Erscheinung: Macht man auf ein Stück weißen Papiers eine größere Zahl schwarzer, roter und grüner Flecke in bunter Anordnung in ungefähr 2 mm Abstand voneinander und betrachtet dieses Bild durch ein Leseglas, so erscheinen die grünen Flecken ganz vorn, die schwarzen etwas dahinter und noch weiter zurückliegend in einer Ebene die roten Flecken. Auf schwarzem Hintergrunde ist die scheinbare Anordnung umgekehrt.

Bei manchen Dreifarbendrucken, die mit grobem Raster aufgenommen sind, erscheinen die drei Farben, durch das Leseglas betrachtet, in drei übereinander liegenden Ebenen, die rote oben, die gelbe darunter und die blaue noch tiefer, jede etwa 1—2 mm von der andern entfernt.

Ich erwähne noch, daß man den Effekt auch umkehren kann, wenn man statt des Leseglases 2 getrennte Linsen (Brillengläser) von etwa 12 cm Brennweite benutzt und mit jedem Auge durch eine der Linsen sieht. Blickt man durch die zentralen Teile der Linsen, so tritt kein stereoskopischer Effekt ein, blickt man durch die äußeren Ränder, so stimmt der Effekt mit dem des Leseglases überein, blickt man durch die inneren Ränder, so kehrt sich jeder der angegebenen stereoskopischen Effekte um.

Bei achromatischen Linsen scheint der Effekt nicht vorhanden zu sein, was dafür spricht, daß die oben angegebene Erklärung richtig ist.

(Eingegangen 1. Januar 1908.)

Phosphor und Paraffinflamme im elektrischen Feld.

Von Chr. Ries.

In einem älteren Bande der Annalen der Physik findet sich eine Mitteilung von F. Strehlke[1]) unter dem Titel: „Entgegengesetztes Verhalten der Licht- und Phosphorflamme zu der + und — Kugel", welche bis jetzt weder eine Bestätigung noch Widerlegung gefunden hat. Strehlke berichtet:

„Bringt man zwei auf den Kugeln des Henleyschen allgemeinen Ausladers befindliche Phosphorstücke in gleiche Entfernung von einer Lichtflamme und setzt die Kugeln in Verbindung mit dem positiven und negativen Konduktor einer Elektrisiermaschine, so brennt nach kurzer Zeit der negative Phosphor, indem die für sich positive Flamme nach der negativen Kugel sich neigend diese stärker erwärmt. Befinden sich dagegen die beiden Phosphorstücke unter gleichen Umständen zwischen einem Stück brennenden Phosphors, so brennt sehr bald der positive Phosphor. Die Rauchwolke der Phosphorflamme wirft sich an den positiven Konduktor und bildet an diesem eine Verbindung der Phosphorsäure mit dem Metall."

1) Pogg. Ann. **146** (222), 496, 1872.

Wenn auch die Versuchsanordnung bei den Strehlkeschen Versuchen eine andere ist, so muß es doch auffallen, daß seine Versuchsergebnisse mit Phosphor in direktem Gegensatz stehen zu den neueren Beobachtungen über Phosphor.

Legt man in eine auf ein hohes Potential geladene Schale ein Stück Phosphor, so schwindet die Ladung in kurzer Zeit und zwar ebenso schnell bei positiver als bei negativer Ladung der Schale; eine unipolare Wirkung existiert nicht.

Ferner ist eine bekannte Tatsache, daß die Luft durch Phosphor leitend gemacht wird. Die Leitfähigkeit der Phosphorluft ist nicht durch die in ihr suspendierten festen Oxydationsprodukte des Phosphors bedingt, sondern sie ist eine wirkliche, durch Ionisierung bedingte. Der vom Phosphor aufsteigende Luftstrom enthält also geladene Teilchen beiderlei Art, die sich aber von den gewöhnlichen Gasionen durch ihre viel kleinere Beweglichkeit unterscheiden.[1])

Was das Licht betrifft, so hat es allerdings die Eigenschaft, daß es auf die negative Elektrode der Elektrisiermaschine einzuwirken vermag und die Funkenentladung auslöst, ferner daß es gut polierten Leitern eine positive Ladung erteilt; doch stehen diese Eigenschaften, welche übrigens auch nur den brechbareren Strahlen zukommen, mit unserer Erscheinung nicht im Zusammenhang.

Bei meinen Versuchen, deren Resultate ich im folgenden angeben will, wurde eine Influenzmaschine verwendet, deren Pole so weit voneinander entfernt waren, daß sicher keine Funken mehr überspringen konnten.

1. Eine isoliert aufgestellte Paraffinflamme, von der Seite her dem negativen Pol genähert, wurde von ihm angezogen. Dabei erwärmte sich der negative Pol allmählich. Als die Flamme hierauf dem positiven Pol seitlich genähert wurde, erfuhr sie eine Abstoßung. Wurde die Flamme zwischen den Elektroden aufgestellt, so wandte sie sich beständig der negativen Elektrode zu, mochte sie der einen

1) Über Phosphor vergleiche die Sammelberichte von Harms: „Studien über die elektrischen Erscheinungen bei der Phosphoroxydation". Habilitationsschrift Würzburg 1904. — „Die elektrischen Erscheinungen bei der Phosphoroxydation." Jahrbuch der Radioaktivität 1, 291, 1904.



oder anderen Elektrode näher gebracht werden. Nach 5 Minuten wurde der Versuch mit derselben Flamme unter den gleichen Versuchsbedingungen wiederholt und nun zeigte sich die entgegengesetzte Erscheinung; die Flamme wurde vom positiven Pol angezogen und vom negativen abgestoßen. Weitere Versuche bestätigten die Beobachtung. Die Temperatur der Pole hatte keinen Einfluß auf die Erscheinung, wie ich durch Versuche feststellte, bei denen der eine Pol erwärmt, der andere abgekühlt war.

2. Die Paraffinflamme wurde zur Erde abgeleitet. Als sie dem negativen Pol genähert wurde, erfuhr sie eine Anziehung, mit der eine Erwärmung des Poles verbunden war. Hierauf wurde die Flamme in die Nähe des positiven Poles gebracht und nun wurde sie auch von diesem angezogen unter gleichzeitiger Erwärmung des positiven Poles. Bei Aufstellung zwischen den Polen wandte sie sich dem näheren zu.

3. Eine positiv geladene Lichtflamme wurde vom negativen Pol und eine negativ geladene vom positiven Pol angezogen.

Aus den vorstehenden Versuchen 1—3 ergibt sich, daß die zur Erde abgeleitete Flamme gegen beide Pole das gleiche Verhalten zeigt; sie wird durch Influenz stets entgegengesetzt geladen und angezogen. Isoliert aufgestellte Flammen können je nach ihrer Ladung sich verschieden verhalten. Die Strehlkeschen Versuchsergebnisse mit der Lichtflamme sind also nur zufällige; das Abbrennen des Phosphorstückes rührt von der Erwärmung des Poles her.

Im folgenden will ich eine Reihe von Versuchen angeben, die ich mit Phosphornebel, Phosphorrauch und Phosphorlicht anstellte. Dieselben wurden gewöhnlich unter einer Glasglocke ausgeführt, welche innen mit zur Erde abgeleitetem Drahtnetz ausgekleidet war.

4. Ein Stückchen Phosphor wurde isoliert oberhalb des positiven Poles aufgehängt; der Nebelfaden stieg in die Höhe. Wurde das Feld erregt, so senkte sich ein Teil des Nebels zum positiven Pol, der andere Teil stieg ruhig in die Höhe. Die Stärke des sich neigenden Fadens wuchs mit der Stärke des Feldes. Wurde das Phosphorstückchen oberhalb des negativen Pols aufgehängt, so neigte sich der Nebel gegen den negativen Pol. Phosphornebel verhielt sich also gegen beide Elektroden ganz gleich.

5. Ein Phosphorstück wurde innerhalb einer zur Erde abgeleiteten Hülle aus Drahtnetz eingeschlossen und in gleichem Abstand von den Polen ca. 10 cm unterhalb befestigt. Der Nebelfaden stieg in die Höhe und zerstreute sich meist; war aber das Feld kräftig erregt, so erfolgte eine deutliche Teilung des Nebelfadens in zwei Äste, von denen der eine dem positiven, der andere dem negativen Pol zugewendet war.

6. Wurde das Phosphorstück positiv geladen, so zog der Nebelfaden zum negativen Pol, erhielt es aber eine negative Ladung, so zog er zum positiven Pol.

Der Vorgang in 4 und 5 ist demnach folgender: Wenn das Phosphorstück in der Nähe eines Poles sich befindet, enthält der Nebelfaden nur solche Nebelteilchen, deren Ladung zu der des benachbarten Poles ungleichnamig ist, da das Phosphorstück durch Influenz entgegengesetzt elektrisch geladen wurde; also erfolgt Anziehung. Ist aber das Phosphorstück abgeleitet und ungefähr in gleicher Entfernung von beiden Elektroden, so enthält der Nebelfaden geladene Nebelteilchen beiderlei Art und es erfolgt eine Spaltung im elektrischen Feld.

7. Von einem abbrennenden Stück Phosphor ließ ich den Rauch gegen die Pole aufsteigen. Das Verhalten des Rauches war im allgemeinen gleich dem des Nebels; doch schien er weniger beeinflußt zu werden als Nebel.

8. Versuche mit einer Phosphorflamme gelangen infolge der unter Explosionen erfolgenden Verbrennung nicht immer. Die vielen Versuche ergaben aber, daß sich eine Phosphorflamme zu den Polen wie eine Paraffinflamme verhält, indem sie von jedem genäherten Pol angezogen wurde; dabei war das Metallstück, auf dem sich der brennende Phosphor befand, stets zur Erde abgeleitet.

Die Versuche 4—8 mit Phosphor ergeben übereinstimmend, daß Phosphornebel, Phosphorrauch und Phosphorflamme ebenso wie eine Paraffinflamme gegen beide Pole das gleiche Verhalten zeigen. Es beruhen also die Strehlkeschen Beobachtungen an Phosphor ebenfalls nur auf einer zufälligen Ladung des Phosphors.

Im Anschluß hieran will ich noch einige Beobachtungen mitteilen, die den Einfluß von Phosphornebel, Phosphorrauch und Phosphorlicht auf die Funkenentladung betreffen. Es wurde dazu nicht mehr die Influenzmaschine benutzt, sondern ein Funkeninduktor, dessen Pole so weit voneinander entfernt wurden, daß eben keine Funken mehr überspringen konnten.

Bei diesen Versuchen mußte auf drei Faktoren besonders Rücksicht genommen werden, auf die Luftströmungen, die Luftfeuchtigkeit und die Temperatur. Vorversuche, welche in dieser Richtung angestellt wurden, ergaben folgendes Resultat:

a) Ein trockener Luftstrom hatte bei meiner Versuchsanordnung einen hemmenden Einfluß auf die Funkenentladung;

b) Zunahme des Feuchtigkeitsgehaltes hatte einen hemmenden Einfluß;

c) Temperaturerhöhung hatte einen bedeutenden fördernden Einfluß.

Diese Beobachtungen wurden bei der Versuchsanordnung und Prüfung der Versuchsergebnisse, die ich nun angeben will, in Rechnung gezogen.

1. Phosphornebel, der zwischen den Polen aufstieg oder an die Pole selbst geleitet wurde, zeigte keinen merklichen Einfluß auf die Funkenentladung. Ich erkläre mir den Vorgang auf folgende Weise. Die durch die Phosphoroxydation hervorgerufene Ionisation würde zwar die Funkenentladung begünstigen, aber die durch die Nebelteilchen entstehende Feuchtigkeitserhöhung übt dafür einen hemmenden Einfluß aus. Dies stimmt mit den Beobachtungen von Harms[1]) und Elster und Geitel[2]) überein, nach denen der Effekt der Phosphorluft durch den Nebel stark herabgesetzt wird.

2. Als ein Stück Phosphor unter der Glasglocke verbrannt wurde, so daß dieselbe dicht mit Rauch erfüllt war, setzte die Funkenentladung ein. Doch scheint die Wirkung weniger dem Rauch oder Licht zuzukommen, sondern hauptsächlich auf der durch die Verbrennung verursachten, nicht unbeträchtlichen Temperaturerhöhung zu beruhen. Denn als die Temperatur wieder gefallen war, hörte die Entladung auf, obwohl die Glasglocke noch dicht mit Rauch erfüllt war. Es ergibt sich dieser Schluß auch aus folgenden zwei Versuchen.

3. Phosphorrauch wurde durch Abbrennen eines Phosphorstückes erzeugt und durch ein Metallrohr in die Glasglocke geleitet. Eine Einwirkung auf die Entladung konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden.

4. Mehrere außerhalb der Glasglocke brennende Phosphorflammen hatten keinen Einfluß auf die Entladung; dieser kommt ja auch nur Strahlen größter Brechbarkeit zu.

Die der Luft durch Phosphor erteilte Leitfähigkeit scheint also kaum zur Auslösung der Funkenentladung hinzureichen.

1) Diese Zeitschr. 4, 111, 1902.
2) Diese Zeitschr. 4, 457, 1903.

(Eingegangen 28. November 1907.)

Tagesereignisse.

Gelegentlich der Ausstellung „München 1908" veranstaltet der Sport-Ausschuß der Ausstellung unter Mitwirkung von Mitgliedern des Münchener Vereins für Luftschiffahrt einen Wettbewerb von Aeroplan- (Gleitflieger-) Modellen. Auskunft wird durch den Sportausschuß der Ausstellung erteilt, von dem auch die Bedingungen der Konkurrenz zu erhalten sind.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Gießen Dr. Freiherr Hans von Liebig für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. J. Klimont für organische Chemie.

Verliehen: Dem ord. Professor für Physik Dr. Ferdinand Kurlbaum und dem ord. Professor für Hebemaschinen an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Otto Kammerer und dem a. o. Professor der Chemie an der Universität Kiel Dr. Leopold Rügheimer der Titel Geheimer Regierungsrat, dem ord. Professor für Mathematik an der Universität München Dr. Ferdinand Lindemann der Titel Geheimer Hofrat, dem Dozenten für Elektrotechnik beim Physikalischen Verein Frankfurt a. M. Dr. C. Déguisne, dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Berlin Dr. Jakob Meisenheimer und dem Konservator am Erdmagnetischen Observatorium der Universität München Dr. Johann Baptist Messerschmitt der Titel a. o. Professor.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Marburg Dr. Rudolf Fueter zum o. Professor für Mathematik an der Universität Basel, der Professor am kantonalen Technikum in Winterthur Dr. E. Boßhard zum Professor der Technischen Chemie und chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Zürich, der Privatdozent an der Universität Zürich Dr. Paul Pfeiffer zum Professor der Chemie ebenda.

Der Privatdozent der Chemie an der Universität Bonn Dr. Otto Schmidt tritt als Chemiker in die Badische Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen ein.

Gestorben: Der Professor der Astronomie an der Universität Ann Arbor Aasaph Hall, der Professor der technologischen Physik an der Technischen Hochschule Mailand Dr. Rinaldo Ferrini.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 5 am 17. Februar 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
H. W. Schmidt, Über den Zerfall von Radium B und C bei hohen Temperaturen. S. 113.
W. W. Strong, Die durchdringungskräftige Strahlung. S. 117.
F. Jentzsch, Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen. S. 120.
W. Voigt, Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen. S. 120.
R. W. Wood, Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom. S. 124.
R. A. Houstoun, Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner-Typus. S. 127.
S. Kalandek, Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz. S. 128.
A. Wehnelt, Über die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum. S. 134.
R. H. Rendahl, Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen. S. 135.
T. v. Kármán, Die Knickfestigkeit gerader Stäbe. S. 136.

Besprechungen:
E. Mach, Erkenntnis und Irrtum. S. 140.
Jahrbuch der Chemie. XVI. S. 140.
W. C. D. Whetham, Die Theorie der Experimental-Elektrizität. S. 141.
H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. IV. S. 141.
A. W. Stewart, Stereochemie. S. 141.
F. Ratzel, Raum und Zeit in Geographie und Geologie. S. 141.
O. Fischer, Kinematik organischer Gelenke. S. 141.
O. Lehmann, Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik. S. 142.
H. Jansen, Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. S. 142.
Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und Optik. S. 142.
P. Eversheim, Die Elektrizität als Licht- und Kraftquelle. S. 142.
K. Hassack u. K. Rosenberg, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. S. 143.
A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik. S. 143.

Briefkasten:
P. Spies, Ein elektrochemisches Chronoskop. S. 144.

Berichtigung. S. 144.
Personalien. S. 144.
Gesuche. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Zerfall von Radium B und C bei hohen Temperaturen.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Als die wichtigste Eigenschaft der radioaktiven Umwandlungen dürfen wir ihre Unabhängigkeit von äußeren Bedingungen ansehen. Temperatur und Druck, die bei chemischen Prozessen eine so große Rolle spielen, scheinen innerhalb gewisser Grenzen nicht den geringsten Einfluß auf die ausgesandte Strahlung oder die Umwandlungsgeschwindigkeit auszuüben. Natürlich sind die Versuchsgrenzen durch die Leistungsfähigkeit unserer Apparate gezogen. Es ist deshalb die Möglichkeit nicht von der Hand zu weisen, daß bei sehr hohen Drucken und Temperaturen, wie sie z. B. im Innern der Erde herrschen, die Eigenschaften der radioaktiven Substanzen eine Änderung erfahren.

Derartig hohe Drucke und Temperaturen kann man entweder in Laboratorien nicht erzielen, oder man kann dabei keine Messungen machen. Aber man hat sich bemüht, die Versuchsgrenzen möglichst nach oben zu verlegen. Die bei Drucken von 2000 Atmosphären gemachten Versuche von Schuster[1]) und von Eve und Adams[2]) haben keine Änderung der γ-Strahlung eines Radiumpräparates erkennen lassen. Ebenfalls konnte Bronson[3]) mit einem in ein Quarzröhrchen eingeschlossenen Radiumpräparat zeigen, daß bis zu Temperaturen von ca. 1500° eine etwaige Änderung der ausgesandten γ-Strahlung kleiner als 1 Proz. ist. Dagegen berichteten Rutherford und Petavel[1]) auf der letzten Versammlung der British Association in Leicester von Experimenten mit Radiumemanation, die in einer Stahlbombe einer Explosion von 46 g Cordit ausgesetzt war. Aus diesen (übrigens noch nicht abgeschlossenen) Versuchen scheint hervorzugehen, daß durch den enormen Druck und die Temperatur von ca. 2500° eine zeitweilige Verringerung der meßbaren γ-Strahlung herbeigeführt werden kann.[2])

Bei allen diesen Versuchen wurde die Strahlung des unter Druck befindlichen oder erhitzten radioaktiven Präparates gemessen. Es liegen nun noch einige Arbeiten vor, die sich mit der Strahlung der radioaktiven Substanzen nach deren Erhitzung befassen. Über die Curie-Danneschen Versuche[3]), die anfänglich eine Veränderung der Radioaktivitätskonstanten zu beweisen schienen, dürfen wir heute hinweggehen: diese Versuche waren zuerst nicht richtig gedeutet worden. Schließt man sich

1) A. Schuster, Nature **76**, 269, 1907.
2) A. S. Eve and F. D. Adams, Nature **76**, 269, 1907.
3) H. L. Bronson, Chem. News **95**, 39, 1907.

1) Vgl. diese Zeitschr. **8**, 960, 1907.
2) Anmerkung bei der Korrektur: Einer brieflichen Mitteilung Prof. Rutherfords vom 10. Januar 1908 zufolge machen neuerdings ausgeführte Bombenexperimente es wahrscheinlich, daß die Verringerung der γ-Strahlung nach der Explosion lediglich von Veränderungen in der Verteilung der radioaktiven Substanz herrührt.
3) P. Curie et J. Danne, C. R. **138**, 748, 1904.

der von Bronson[1]) und vom Verfasser[2]) vorgeschlagenen Erklärung an, so sind die Curie-Danneschen Experimente gerade ein Beweis für die Unveränderlichkeit der Radioaktivitätskonstante nach vorangegangener Erhitzung.

Weiterhin sind von Makower[3]) und Makower und Russ[4]) einige Experimente mitgeteilt worden, die nach Erklärung dieser Forscher eine Veränderung im Zerfall von Radium B oder C beim Erhitzen beweisen. Radiumemanation wurde in ein Quarzröhrchen eingeschlossen, Temperaturen bis zu 1250^0 ausgesetzt und dann seine β-Strahlung bei Zimmertemperatur gemessen. Es zeigte sich kein Unterschied in der Zerfallskonstante der Emanation, wohl aber war die Aktivität des eben erkalteten Röhrchens um ca. 6 Proz. kleiner, als vor dem Erhitzen. Nach 2—3 Stunden stieg die Aktivität wieder zu einem Wert an, den sie ohne vorangegangenes Erhitzen erreicht haben würde. Ebenfalls war an Drähten, die in Gegenwart von Radiumemanation aktiviert waren, nach dem Erhitzen in einem zugeschmolzenen Quarzrohr eine anfängliche Verminderung der normalen Strahlung festzustellen.

Die bei den letzten Versuchen angewandte Untersuchungsmethode ist eine Kompensationsmethode, die schematisch in Fig. 1 dargestellt

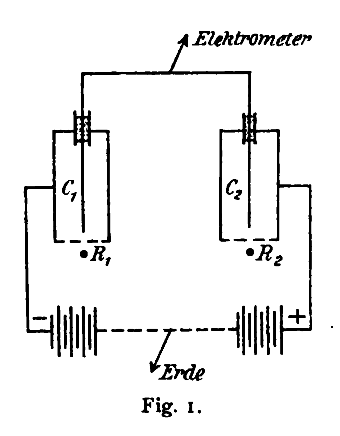


Fig. 1.

ist. Wenn von den β-Strahlen der beiden Präparate R_1 und R_2 in den Ionisationsgefäßen C_1 und C_2 jedesmal dieselbe Ionenzahl erzeugt wird, so muß bei gleicher, aber entgegengesetzter Ladung der äußeren Zylinder gleich viel Elektrizität auf die inneren Elektroden überströmen. Wenn diese also mit ein und demselben Elektrometer verbunden sind, so wird die Elektrometernadel in ihrer Ruhelage verharren, und schon geringe Unterschiede in der Strahlung der beiden Präparate müssen sich durch eine Bewegung der Nadel kenntlich machen.

Makower und Russ haben nun nach dem Erhitzen des einen von zwei aktivierten Drähten eine zeitliche Aktivitätsabnahme des erhitzten Drahtes gefunden. Sie erklären diese Erscheinung, wie erwähnt, durch einen Einfluß der Temperatur auf die Zeitkonstante von *Ra B* oder *Ra C*, wahrscheinlich aber von *Ra C*.

Da diese Erklärung durch indirekte Schlüsse gewonnen ist und es fraglich erscheint, ob sie wirklich die einzig mögliche Erklärung ist, da außerdem der Bronsonsche Versuch, wie von Makower und Russ betont wird, keinen eindeutigen Schluß auf den Zerfall von *Ra C* zuläßt, erschien mir eine direkte experimentelle Entscheidung der Frage von Interesse, ob *Ra C* bei hohen Temperaturen eine andere Halbwertszeit besitzt, als bei Zimmertemperatur.

Die benutzte Versuchsanordnung ist ähnlich der von Bronson. Das radioaktive Präparat wurde in ein Quarzröhrchen von ca. 3 cm Länge und 0,3—0,4 cm äußerer Weite eingeschmolzen und dieses in einen elektrischen Ofen geschoben, dessen hauptsächlicher Teil ein 16 cm langes, mit Platindraht umwickeltes Quarzrohr von 0,6 cm lichter Weite war.[1]) Die Temperatur des Ofens wurde mit einem geeichten Platin-Platinrhodium-Thermoelement

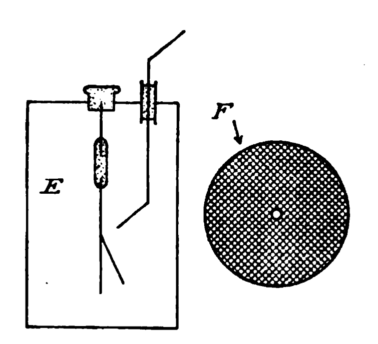


Fig. 2.

gemessen. Der Ofen F stand (vgl. Fig. 2) dicht neben einem Blattelektroskop E von 20 cm Höhe und 13·13 cm Grundfläche aus 0,5 mm starkem Zinkblech. Die Stellung des Blättchens wurde im Okularmikrometer eines Mikroskops abgelesen. Geeicht war das Elektroskop in relativem Maß aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens bei konstanter Strahlung. Bei den eigentlichen Messungen wurde das Wandern des Blättchens über die ganze Skala verfolgt, und aus den Zeiten, in denen das Blättchen jedesmal einen Teilstrich

1) H. L. Bronson, Sill. Journ. **20**, 60, 1905; Phil Mag. (6) 11, 143, 1906.
2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
3) W. Makower, Proc. Roy. Soc. A. **77**, 241, 1906.
4) W. Makower and S. Russ, Proc. Roy. Soc. A. **79** 158, 1907.

1) Für die Überlassung des elektrischen Ofens und für manchen freundlichen Rat beim Arbeiten mit Quarzröhren bin ich Herrn W. Makower zu Danke verpflichtet.

passierte, die Zerstreuung berechnet. Jede mitgeteilte Zahl ist gewöhnlich das Mittel aus 4—8 Einzelablesungen.[1]) — Durch die aus Sand, Kieselgur und Asbest bestehenden Wände des elektrischen Ofens wurden die β-Strahlen so gut wie völlig absorbiert, so daß also im Elektroskop nur γ-Strahlen ionisierend wirken konnten. Bei einigen Versuchen wurde außerdem bei Strahlungsmessungen des erkalteten Präparats ein Blattelektroskop benutzt, bei dem das Zerstreuungsgefäß von dem Raum für das Blättchen getrennt war und dessen Form früher vom Verf. beschrieben ist.[2]) Auch hier mußten die Strahlen durch dicke, auf den Metalldeckel des Zerstreuungsgefäßes gelegte Asbestplatten hindurchdringen, so daß fast nur γ-Strahlen zur Wirkung kamen.

Als Strahlungsquelle wurde *Ra C* benutzt, das nach der v. Lerchschen Methode hergestellt war.[3]) Es wurde also metallisches Nickel in eine „Induktionslösung" getaucht. Diese Induktionslösung war dadurch gewonnen worden, daß kleine Glasgefäße, in denen Radiumemanation einige Stunden eingeschlossen war, mehrmals mit heißer Salzsäure ausgespült wurden. Auf diese Weise war es möglich, den größten Teil des jeweils vorhandenen *Ra C* in Lösung zu bekommen. In die noch heiße Lösung, die ein Probierröhrchen kaum zur Hälfte füllt, wurde ca. 0,5 g Nickelfeilicht geworfen, die Lösung tüchtig geschüttelt und dann vorsichtig durch ein Filter abgegossen. Das im Probierröhrchen zurückgebliebene Nickelfeilicht wurde mit Wasser und Alkohol gewaschen und im Probierröhrchen selbst getrocknet. Das auf dem Filter sitzende Feilicht wurde genau so behandelt. Dann wurde das trockene Pulver in ein Quarzröhrchen gefüllt, dieses zunächst im Bunsenbrenner auf Rotglut erhitzt[4]) und dann im Sauerstoffgebläse zugeschmolzen. Um das Einfüllen und Zuschmelzen möglichst schnell durchführen zu können, war dem Quarzröhrchen eine Form wie in Fig. 3 gegeben worden.[5])

1) Über Art der Eichung und Benutzung des Blattelektrometers vgl. H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **7**, 157, 1906.
2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.
3) F. v. Lerch, Wien. Ber. **115** (IIa), 197, 1906; Ann. d. Phys. (4) **20**, 345, 1906.
4) Dieses Ausglühen war unbedingt erforderlich. Es waren nämlich bei den ersten Versuchen trotz verminderten Luftdrucks einige Quarzröhrchen bei ca. 1200° oder höher mit solcher Wucht explodiert, daß der ganze innere Ofen zerstört wurde.
5) Da bei diesen chemischen Operationen eine radioaktive Infektion des Experimentators sehr leicht möglich war, hatte Herr Dr. Geiger die Liebenswürdigkeit, mir bei der Herstellung des aktivierten Nickelpulvers behilflich zu sein.

Fig. 3.

Die durchgeführten Versuche sind in Fig. 4 zusammengestellt. Als Abszisse ist die Zeit in Minuten, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen. Da es, außer bei Versuch 6, auf absolute Zeiten nicht ankommt, ist bei Versuch 1—5 eine beliebige Anfangszeit genommen worden. Da uns außerdem bei jedem Beobachtungssatz nur relative Werte interessieren, sind die eingetragenen Logarithmen ebenfalls den Verhältnissen des Kurvenblattes entsprechend durch Addition oder Subtraktion einer Konstanten auf einen passenden Wert gebracht worden. Es sind jedesmal nur Punkte einer einzigen Kurve miteinander vergleichbar. An den Kurven ist die jedesmalige Temperatur des radioaktiven Präparates eingetragen.

Außerdem sind in der Tabelle die Beob-

Tabelle.

Versuch 4 $J_n = 0{,}85$			Versuch 5 $J_n = 0{,}45$ $J_n = 0{,}3$			Versuch 6 $J_n = 83$ $J_n = 9{,}0$		
t	J	$\lg(J - J_n)$	t	J	$\lg(J - J_n)$	t	J	$\lg(J - J_n)$
54'53"	9,72	948	71'27"	22,2	336	*8'55"*	*3020*	*477*
57'20"	8,97	910	72'40"	21,0	310	*10'10"*	*3020*	*477*
59'45"	8,29	872	73'44"	21,0	310	*11'20"*	*2930*	*464*
62'20"	7,89	848	75'20"	20,0	288	*12'20"*	*2930*	*464*
63' 0"	7,67	834	76'40"	19,3	275	16'45"	3110	481
64'45"	7,25	806	79'15"	18,0	240	19' 0"	3000	465
65'35"	7,02	790	84'30"	14,3	140	22'55"	2950	457
67'45"	6,58	758	86'22"	13,6	114	25'15"	2820	437
68'50"	6,39	744	88'32"	12,3	073	*29'30"*	*2350*	*368*
71' 5"	6,00	712	90'15"	12,0	058	*31' 0"*	*2300*	*358*
72'17"	5,76	691	92'23"	11,3	034	*32'52"*	*2220*	*343*
74'35"	5,47	665	97' 3"	9,65	964	*34'20"*	*2150*	*328*
75'35"	5,19	638	101'20"	8,33	896	38'55"	2350	356
78'20"	4,86	603	104'10"	7,52	850	41'45"	2210	328
79'50"	4,67	582	107'25"	6,85	806	47'10"	2050	224
82'55"	4,25	531	110'20"	6,15	756	50'25"	1920	265
84'35"	4,04	508	*115'50"*	*39,4*	*592*	*58'40"*	*1425*	*149*
87'50"	3,70	455	*117' 0"*	*38,6*	*583*	*60 45"*	*1361*	*129*
89'45"	3,49	422	*118 25"*	*35.2*	*543*	*64' 5"*	*1283*	*103*
93'30"	3,17	365	*120'37"*	*31,8*	*498*	*67'30"*	*1218*	*080*
95'35"	2,98	328	*122' 7"*	*32,2*	*504*	76' 0"	1200	047
100'10"	2,66	258	*123'15"*	*29,8*	*470*	79'45"	1140"	023
102'40"	2,50	217	*128 50"*	*25,4*	*400*	81' 0"	1082	999
107'40"	2,24	149	*134'55"*	*20,2*	*300*	87'45"	964	945
110'50"	2,03	072	*136'30"*	*19,1*	*274*	91'10"	907	916
117'20"	1,79	97	*138'54"*	*17.5*	*236*	95' 0"	830	873
121'10"	1,68	92	145'25"	2,08	212	99'10"	780	843
129'30"	1,47	79	147'10"	1,98	185	*109'55"*	*491*	*682*
131'45"	1,40	74	148'50"	1,91	164	*111'40"*	*480*	*671*
134'10"	1,36	71	150'40"	1,82	137	*115 50"*	*434*	*624*
136'50"	1,32	67	155'20"	1,59	057	*117'50"*	*415*	*608*
			157'45"	1,48	013	*123' 5"*	*360*	*544*
			160' 0"	1,40	98	*125'35"*	*344*	*524*
			162'30"	1,31	94	137'20"	376	467
						140' 0"	345	418
						143' 0"	327	388
						150'50"	*196,4*	*267*
						152' 0"	*189,2*	*255*
						153'20"	*188,0*	*253*
						157' 0"	*163,6*	*190*
						158'40"	*164,0*	*190*
						160' 0"	*159,2*	*176*
						162' 0"	*153,8*	*161*

achtungssätze der Versuche 4—6 ausführlich mitgeteilt. In Spalte 1 steht jedesmal die in der Fig. 4 benutzte Zeit, in Spalte 2 J der abgelesene Spannungsabfall pro Zeiteinheit, und in Spalte 3 die Mantisse von $\log(J - J_n)$, d. h. J weniger der natürlichen Zerstreuung J_n. Diese ist bei den einzelnen Versuchen angegeben und zeigt deshalb so große Unterschiede, weil die benutzten Elektroskope verschiedentlich umgeändert wurden. — Die in in Kursivschrift gedruckten Zahlen der Tabelle sollen andeuten, daß die betreffenden Beobachtungen bei Zimmertemperatur mit dem zweiten Elektroskop gemacht sind.

Zu den einzelnen Versuchen sind folgende Erläuterungen zu geben:

Versuch I zur Kontrolle, ob durch die angewandte Methode wirklich nur *Ra C* ausgefällt wird. Bei Zimmertemperatur wurde zuerst das Abklingen der γ-Strahlung des aktivierten Nickelpulvers einige Zeitlang verfolgt (Kurve I a), $2\frac{1}{2}$ Stunden später das der α-Strahlung (Kurve I b). Die gefundenen Kurven schließen sich in ihrer Gesamtheit gut den theoretischen Kurven an, die unter Zugrundelegung der v. Lerchschen Zahl für die Halbwertszeit von *Ra C* (= 19,5 Minute) eingezeichnet sind.[1])

Versuch II und III mit einem verhältnismäßig schwachen Präparat. Die zum Aktivieren benutzte Emanation war der maximalen Emanationsmenge äquivalent, die von 3—4 mg Radiumbromid erzeugt wird. Da durch die chemischen Operationen und den unvermeidlichen Zeitverlust zur Herstellung des Präparates nur ein verhältnismäßig kleiner Teil der maximalen Menge *Ra C* zur Untersuchung kam, konnten regelmäßige Beobachtungen nur über ziemlich kurze Zeiten ausgedehnt werden.

Bei Versuch II wurde das *Ra C*-Präparat in den ursprünglich kalten Ofen geschoben und dieser allmählich angeheizt.[2]) Die einzelnen Punkte schließen sich in ihrer Gesamtheit einer theoretischen *Ra C*-Kurve gut an. Freilich sind die Abweichungen zwischen den experimentell gefundenen Punkten und der theoretischen Kurve in der Zeit von 60—70′ (vergl. Fig. 4) größer als sonst bei Versuchen ähnlichen Charakters. Doch erklärt sich diese Abweichung dadurch, daß bei einer Neuaufladung des Elektroskops das Goldblättchen mit dem in das Innere des Elektroskops hineinragenden Mikroskop in Berührung gekommen war und sich dabei ein wenig verbogen hatte.

1) Diese Zahl ist, wie ich bereits früher betonte (Ann. d. Phys. (4) **21**, 627, 1906), wahrscheinlich nur um ± 0,2 Min. vom wahren Werte entfernt.

2) Ein allmähliches Erwärmen des Ofens hatte keinen Einfluß auf die Wanderungsgeschwindigkeit des Elektroskopblättchens.

Beim Versuch III (Fig. 4, III) wurde das *Ra C*-Präparat in den angeheizten Ofen eingeschoben und dann weiter erhitzt. In den ersten 20′ ist die Aktivitätsabnahme normal, dann geht sie 10′ lang schneller vor sich, schließlich ist sie wieder normal. — Nach Beendigung des Versuches zeigte sich, daß das Quarzröhrchen an einer Stelle porös geworden war, wahrscheinlich durch die chemische Wirkung irgendeiner Verunreinigung. Die plötzliche Aktivitätsabnahme erklärt sich also durch teilweise Verflüchtigung des bei 1200^0 gasförmigen *Ra C*. Das im Ofen zurückgebliebene *Ra C* zerfällt wieder wie unter normalen Verhältnissen.

Versuch IV (Fig. 4, IV). Ein starkes *Ra C*-Präparat (hergestellt mit Emanation, die von ca. 25 mg Radiumbromid erzeugt werden kann)

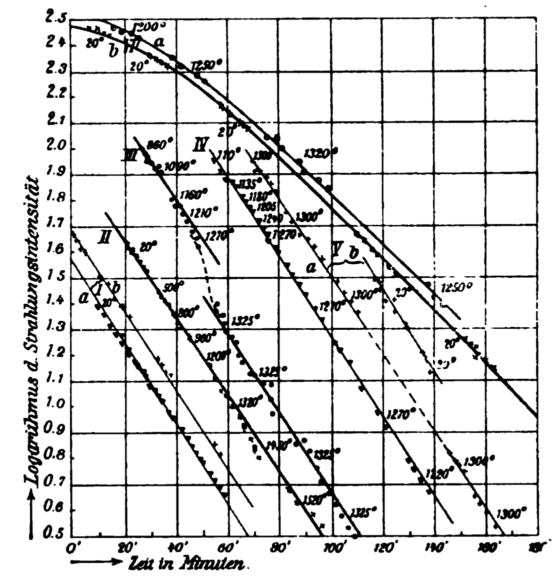


Fig. 4.

wird in den angeheizten Ofen hineingeschoben und allmählich weiter erhitzt. Der Versuch konnte über $1\frac{1}{2}$ Stunden ausgedehnt werden, so daß die anfängliche Aktivität auf den ca. 30. Teil sank. Die in der letzten halben Stunde gemachten Ablesungen sind wegen der natürlichen Zerstreuung des Apparates, die aus unbekannten Gründen während des Versuchs etwas angewachsen war, nicht mehr sehr genau.

Versuch V (Fig. 4, V a und b). Starkes *Ra C*-Präparat wird in den 1300^0 heißen Ofen geschoben, dort 40′ untersucht, dann aus dem Ofen genommen, mit einem 2. Elektroskop 30′ lang untersucht und wieder in den Ofen geschoben. Die beiden ersten (bei 1300^0 und Zimmertemperatur gemachten) Beobachtungssätze, deren absolute Werte nicht miteinander vergleichbar sind, zeigen einen regelmäßigen Verlauf. Die ersten Punkte des dritten

(wieder bei 1300° gemachten) Beobachtungssatzes schließen sich an die des ersten gut an. Versuch V ist wegen der im Verhältnis zur Strahlung des Präparates kleinen und außerdem sehr regelmäßigen natürlichen Zerstreuung der wertvollste aller mitgeteilten Versuche.

Versuch VI mit einem aktivierten Drahte (Fig. 4, VIa und b). Ein dünner Platindraht, der sehr lange Zeit unter Anlegung einer hohen negativen Spannung in Gegenwart von Radiumemanation aktiviert war, wurde nach der Aktivierung vorsichtig mit einer Pinzette gefaßt und in ein Quarzröhrchen eingeschmolzen. Dann wurde die γ-Strahlaktivität des Drahtes abwechselnd bei Zimmertemperatur (VIb) und bei 1300° (VIa) bestimmt. Das Röhrchen wurde bei der ersten Versuchsreihe in eine Vertiefung der über dem Blattelektrometer angebrachten Asbestplatte gelegt, bei der zweiten in den elektrischen Ofen geschoben. Bei jedem Wechsel wurde sorgfältig darauf geachtet, daß das Röhrchen dieselbe Stellung wie vorher einnahm. Wie aus der Figur zu ersehen ist, scheinen die beiden Abklingungskurven, deren absolute Werte nicht aufeinander zu beziehen sind, völlig identisch zu sein.

Ich habe versucht, eine nach der Theorie berechnete Kurve ebenfalls in Fig. 4 einzutragen und mit den experimentell gefundenen Punkten zur Deckung zu bringen. Die Schwierigkeit liegt hier darin, daß wir die theoretischen Kurven für die γ-Strahlaktivität eines aktivierten Drahtes vorläufig nicht mit genügender Sicherheit kennen. Noch nicht abgeschlossene Versuche des Verfassers[1]) deuten darauf hin, daß sich auf einem aktivierten Draht bei negativer Ladung außer *Ra A* auch direkt *Ra B* und *Ra C* niederschlagen und daß das relative Verhältnis dieser 3 Radioelemente abhängt von den Versuchsbedingungen, also von der Form des Gefäßes und der Höhe der angelegten Spannung. Die hier eingezeichneten Kurven sind nach der Formel berechnet:

$$\mathfrak{J} = 23{,}2 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 4925 \cdot e^{-\lambda_2 t} - 3600 \cdot e^{-\lambda_3 t},$$

wo λ_1, λ_2, λ_3 die Radioaktivitätskonstanten von *Ra A*, *Ra B*, *Ra C* bedeuten. Die Formel folgt aus der Theorie unter der Voraussetzung, daß nur *Ra C* Strahlen aussendet und daß sich neben *Ra A* auch *Ra B* und *Ra C* direkt auf dem Draht allmählich ansammeln. Die relativen Mengen der 3 Radioelemente, die sich nach sehr langer Zeit auf dem Draht direkt aus der umgebenden Luft niederschlagen, müssen im Verhältnis 1000 : 200 : 140 stehen.[2])

1) Vgl. H. W. Schmidt, Jahrb. d. Rad. u. Elektronik **4**, 210, Anm., 1907.

2) Auf die Ableitung dieser Formel und ihrer Berechtigung will ich hier nicht eingehen. Vergl. z. B. H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 726, 1906. Ich möchte nur betonen, daß wir unter denselben Voraussetzungen die Abklingungskurve für kurze Expositionen berechnen können und daß diese so berechnete Abklingungskurve tatsächlich mit einer experimentell bestimmten Abklingungskurve zur Deckung gebracht werden konnte. Natürlich müssen die verschieden lang aktivierten Drähte jedesmal unter genau denselben Bedingungen der Emanation ausgesetzt werden, weil sonst die zur Berechnung nötigen Voraussetzungen nicht dieselben bleiben.

Gleichzeitig möchte ich an dieser Stelle auf die Schwierigkeit hinweisen, die darin besteht, die Strahlung zweier unter genau denselben Verhältnissen aktivierten Drähte gegeneinander zu kompensieren. Denn hat man wirklich 2 Drähte, die anfangs die gleiche Menge *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* auf sich angesammelt haben, so ist nicht ausgeschlossen, daß man durch das Berühren oder Erwärmen eines Drahtes ein wenig *Ra B* entfernt. Dann kann man anfänglich die beiden Strahlungen gegeneinander kompensieren, später aber nicht mehr. Abweichungen bis zu 10 Proz. sind dann sehr leicht möglich. Vielleicht liegt hier der Schlüssel zur Erklärung der Makower-Russschen Resultate.

Zusammenfassung.

Die Resultate dieser Versuche lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. *Ra C* zerfällt bei einer Temperatur bis zu 1300° mit derselben Halbwertszeit wie bei gewöhnlicher Temperatur. Wenigstens muß eine etwaige Änderung dieser Konstanten in dem Genauigkeitsbereich liegen, in dem die Halbwertszeit überhaupt bestimmt ist.

2. Eine Veränderung der strahlenden Eigenschaften von *Ra C* kann durch eine Erhitzung auf 1300° nicht erreicht werden.

3. Ein aktivierter Draht klingt bei hoher und niedriger Temperatur nach dem gleichen Gesetze ab.

Diese Arbeit wurde in den letzten Monaten des Jahres 1907 im physikalischen Institut der Viktoria-Universität zu Manchester ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter dieses Instituts, Herrn Professor E. Rutherford, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für sein liebenswürdiges Entgegenkommen, seine anregenden Ratschläge und sein förderndes Interesse.

Gießen, Anfang Januar 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Die durchdringungskräftige Strahlung.

Von W. W. Strong.

In der vorliegenden Veröffentlichung werde ich drei verschiedene Methoden angeben, durch welche sich nachweisen läßt, daß die durchdringungskräftige Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen erzeugt, nicht von γ-Strahlen von Radium im Boden selbst herrührt. Es scheint durchaus wahrscheinlich, daß die durchdringungskräftige

Strahlung von radioaktiven Produkten in der Luft herrühren muß, und es ist durchaus wahrscheinlich, daß der Ursprung dieser Produkte, wie dies die Theorie von Elster und Geitel angibt, im Erdboden liegt.

Die erste Methode gründet sich auf den Radiumgehalt der verschiedenen Felsgesteine nach den Analysen von Strutt und von Eve. Der höchste Wert für den Radiumgehalt sedimentären Gesteines hat sich zu $2{,}92 \cdot 10^{-12}$ Gramm Radium auf ein Gramm Gestein ergeben. Als mittleren Wert fand Strutt für sedimentäre Gesteine $1{,}1 \cdot 10^{-12}$ Gramm und Eve $0{,}8 \cdot 10^{-12}$ Gramm. Der Wert des Radiumgehaltes schwankt stark mit der Örtlichkeit, indessen ist der Radiumgehalt von Bodenschichten an der Oberfläche, welche allen verschiedenartigen Witterungswechseln ausgesetzt sind, vermutlich kleiner als der oben gefundene Wert. Beispielsweise fand Strutt für Kalk am Fuße einer Klippe einen Radiumgehalt von $0{,}39 \cdot 10^{-12}$ Gramm und auf der Spitze derselben Klippe einen solchen von $0{,}12 \cdot 10^{-12}$ Gramm.

Vermutlich wird $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ Gramm auf ein Gramm Gestein im allgemeinen einen Höchstwert für Oberflächengesteine abgeben. Diese Größe wollen wir Q nennen.

Eve[1]) hat die Anzahl K der Ionen bestimmt, welche in einem Kubikzentimeter seitens der γ-Strahlen in Luft erzeugt werden, die von einem Gramm Radiumbromid ausgehen, welches in einem Punkte und in einer Entfernung von 1 cm konzentriert zu denken ist. Die Anzahl Ionen, welche seitens einer halbkugelförmigen Schale aus Bodensubstanz vom Halbmesser r und der Dicke dr an einem Punkte nahe der Oberfläche im Kubikzentimeter erzeugt werden, ist

$$\frac{2\pi r\, dr\, \delta K Q}{r x \cdot 0{,}6} c^{-\lambda r}.$$

Hier ist δ die Dichte (ungefähr 2,7) und λ der Absorptionskoeffizient des Erdbodens (etwa 0,09). Der Faktor 0,6 tritt in die Formel ein, weil K für Radiumbromid und Q für reines Radium angegeben ist; K ist $3{,}1 \cdot 10^9$. Die Gesamtzahl der seitens des Bodens im Kubikzentimeter in jeder Sekunde erzeugten Ionen würde sein:

$$\int_0^\infty \frac{2\pi r \delta K Q dr}{0{,}6 r} e^{-\lambda r}.$$

Dieser Wert ergibt als wahrscheinlichen Höchstbetrag ungefähr 0,8 Ionen auf ein Kubikzentimeter in der Sekunde. Cooke fand, daß die durchdringungskräftige Strahlung sekundlich ungefähr 4,5 Ionen auf ein Kubikzentimeter erzeugte, und Mc Lennan hat kürzlich den Wert 9 gefunden. Wir sehen somit, daß der Radiumgehalt des Erdbodens zu klein ist, um für die gesamte durch die äußere durchdringungskräftige Strahlung erzeugte Ionisation aufkommen zu können. Zu einem ähnlichen Schlusse gelangt Eve.[1])

Nehmen wir λ für Luft zu 0,00004 an, und nehmen wir weiter für die seitens der durchdringungskräftigen Strahlung erzeugte Ionisation den Cookeschen Wert an, so können wir den Radiumgehalt der Luft berechnen, der erforderlich sein würde, um eine γ-Strahlung von hinreichendem Betrage zu liefern. Nehmen wir an, daß diese radioaktiven Produkte in den unteren Luftschichten enthalten seien — etwa bis zu 300 m Höhe —, so finden wir, daß dies dem Radiumgehalt von einigen 60 Zentimetern Bodentiefe gleichkommt, wenn wir Q zu $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ annehmen. Diese Tiefe ist recht groß, indessen nicht durchaus unmöglich. Die tägliche Temperaturwelle dringt bis auf ungefähr ein Meter Tiefe ein, und barometrische Wellen dringen wahrscheinlich noch viel tiefer.

Campbell, Wood, ich und Mc Keon haben gefunden, daß der Wert der äußeren durchdringenden Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen hervorbringt, in ihrem Betrage sehr beträchtlich schwankt, und daß diese Schwankungen sich oft bis auf mehr als ein oder zwei vom Hundert im Verlaufe von zwei oder drei Tagen belaufen. Wenn diese durchdringungskräftige Strahlung von den γ-Strahlen aus dem Boden herrührte, so müßte sie praktisch konstant sein. Weiter hat Dike gefunden, daß der aktive Niederschlag in der Luft gleichfalls sehr bedeutende Schwankungen in seinem Betrage aufweist. Ich habe in mehreren Fällen gefunden[2]), daß die durchdringungskräftige Strahlung während eines heftigen Regens oder Schneefalls beinahe auf den Nullwert herabsinkt. Nun haben Wilson, Rutherford und Allen nachgewiesen, daß Regen und Schnee radioaktive Produkte mit hernieder führen. Ist das der Fall, so muß nach unserer Theorie die durchdringende Strahlung beträchtlich vermindert werden. Während eines heftigen Regens wird diese Abnahme sehr merklich werden, und der Betrag kann einen sehr niedrigen Wert erreichen. Wenn die äußere durchdringungskräftige Strahlung von Radiumprodukten in der Luft herrührt, so muß die durchdringungskräftige Strahlung nach einem heftigen Regen ein bis zwei Stunden lang nach dem Aufhören des Regenfalls sehr schnell ansteigen, denn die Produkte Radium A, B und C erreichen

1) Phil. Mag. Sept. 1906.

1) Phil. Mag. Aug. 1907.
2) Science 12. Juli 1907.

im Laufe dieser Zeit ihre Gleichgewichtswerte, und die γ-Strahlen gehen nur vom Radium C aus. Ergebnisse, die auf eine derartige Erholung der durchdringenden Strahlung deuten, sind in einem Falle beobachtet worden.

Ich habe Glaselektroskope untersucht, bei denen praktisch alle metallischen Teile mit Schwefel bedeckt waren. Glas und Schwefel geben nur sehr wenig innewohnende Strahlung von sich, und die Ionisation muß daher hauptsächlich durch die von außen her eindringende Strahlung erzeugt werden. Die bisher gewonnenen Ergebnisse sind so unregelmäßig, daß sie einstweilen kaum gedeutet werden können.

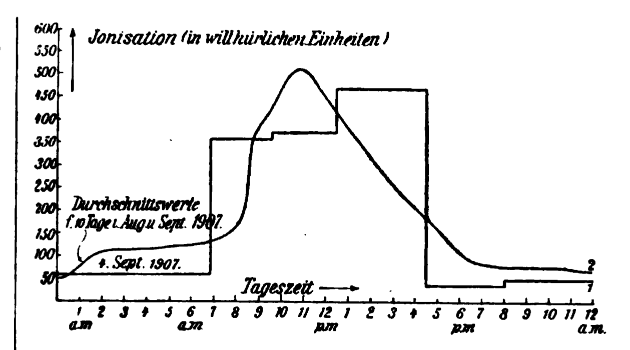
Im Laufe des Sommers 1907 wurden einige Beobachtungen im Cumberland valley angestellt, wo ein ähnlicher Trenton-Kalk vorliegt wie der von Eve analysierte; der Beobachtungsort liegt sieben englische Meilen von Harrisburg entfernt, und eine Meile von jeglicher Stadt. Die Elektroskope waren innen mit Aluminium ausgekleidet. Alle paar Stunden wurden tagsüber Ablesungen gemacht. Nachts war der Verlust sehr langsam; deshalb wurden nur wenige Ablesungen gemacht. Demgemäß waren die Ablesungen nicht häufig genug, um die doppelte tägliche Periode zu zeigen. Die Kurven zeigen aber die ungeheure Zunahme der Ionisation während der frühen Tagesstunden. Während der Nacht war die Ionisation sehr klein. Das Elektroskop wurde in eine Zisterne im Boden gestellt und war so allerseits von einer mindestens vier Fuß dicken Wasserschicht umgeben. In diesem Falle war die durchdringungskräftige Strahlung vollständig abgeschnitten, und es ergab sich, daß während der verschiedenen Teile des Tages kein Unterschied in der Ionisation zu finden war. Ferner war der Betrag angenähert derselbe wie der in der Nacht an der Bodenoberfläche beobachtete.

Daraus ist zu folgern, daß die durchdringungskräftige Strahlung während der früheren Tagesstunden sehr groß war, und daß die Elektroskopwandung dick genug war, jegliche Strahlung vom β-Typus zu absorbieren.

Kurve 1 gibt die am 4. September 1907 gefundenen Werte wieder.

Kurve 2 gibt die Durchschnittswerte für die an mehreren Tagen im August und September 1907 gemachten Beobachtungen wieder.

Während der frühen Tagesstunden wird nach der Theorie von Elster und Geitel der Boden wärmer und sein Emanationsvermögen stark vermehrt werden. Es werden sich daher in den tieferen Luftschichten radioaktive Produkte anhäufen, und die durchdringungskräftige Strahlung wird, da der Absorptionskoeffizient für Luft sehr klein ist, sehr beträchtlich zunehmen. Der Betrag der Ionisation in der freien Luft steht mit dieser Anschauungsweise in Einklang.



Kurve 2 ähnelt stark den Kurven der stündlichen Temperaturschwankungen im Verlaufe des Tages.

Die dritte Methode besteht in der Bestimmung des Elektrizitätsverlustes unter der Erde. Wenn die durchdringungskräftige Strahlung von der γ-Strahlung des Radiums im Boden herrührt, so muß die durch sie verursachte Ionisation in einem Brunnen oder in einer Höhle im Boden doppelt so groß sein. Ich habe im Verlaufe des Sommers Untersuchungen hierüber in der Weise angestellt, daß ich das Elektroskop in einer Höhle aufstellte. Der Verlust wurde etwas geringer gefunden als der zur Nachtzeit an der Oberfläche auftretende, und ergab sich etwa ebenso groß wie der Verlust, der beobachtet wurde, wenn das Elektroskop in einer Zisterne von einer vier Fuß starken Wasserschicht umgeben war. Des weiteren war der Verlust am Tage derselbe wie in der Nacht. Elster und Geitel haben ähnliche Ergebnisse erhalten.

Es folgt daraus, daß ein großer Teil der Ionisation in verschlossenen Gefäßen infolge äußerer durchdringungskräftiger Strahlung großen Schwankungen unterworfen ist und vermutlich aus γ-Strahlen besteht, die nicht sowohl von radioaktiven Produkten im Erdboden als vielmehr von solchen in der Luft ausgehen. Diese Produkte schwanken hinsichtlich ihrer Menge sehr stark, je nach den atmosphärischen Verhältnissen. Eine sehr geeignete Methode zur Messung dieser Produkte besteht in der Messung des Betrages der Ionisation seitens der durchdringenden Strahlung.

Ich möchte Herrn Professor Ames an dieser Stelle für die fortgesetzte Anregung und das dauernde Interesse an meiner Arbeit herzlichst danken.

Johns Hopkins Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 30. Dezember 1907.)

Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen.

Von Felix Jentzsch.

In einer Arbeit über die „Radioaktivität der Kissinger Heilquellen"[1]) sagte ich, daß sich in die Formeln von H. W. Schmidt[2]) ein Fehler eingeschlichen hätte und ersetzte seine Berechnungsweise durch eine andere.

Herr H. W. Schmidt teilte mir mit, daß seine von mir kritisierte Formel für die von ihm benutzte Versuchsanordnung völlig zutreffend gewesen ist. — Wird nämlich Gleichgewicht zwischen der Emanation im Wasser und in der gesamten Luft des Apparates herbeigeführt, wie ich es tat, so gilt die von mir benutzte Formel. H. W. Schmidt aber bringt nur anfänglich Gleichgewicht in der Schüttelflasche hervor und verteilt sodann die darin befindliche Luft auf das Volumen des ganzen Apparates, so daß während der Messung kein Gleichgewicht zwischen Luft und Wasser vorhanden ist. Für diesen Fall gilt seine Formel.

Beide Formeln sind also, auf die speziellen Fälle angewandt, richtig — wenigstens nach den bis dahin vorliegenden Untersuchungen.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich aber bemerken[3]), daß ganz kürzlich Untersuchungen von A. S. Eve[4]) gezeigt haben, daß man nur einen kleinen Teil der „natürlichen Zerstreuung" auf Rechnung des „gewöhnlichen Emanationsgehaltes der Luft" setzen kann. Schreibt man die gesamte natürliche Zerstreuung anderen Ursachen zu, so muß die Ableitung der von mir benutzten Formel etwas strenger gefaßt werden, indem man über den Ursprung der natürlichen Zerstreuung gar keine Aussage macht: Sei i_0 die natürliche Zerstreuung des Apparates und i der nach der Herstellung des Emanationsgleichgewichts zwischen Luft und Wasser gefundene Spannungsverlust — also, wenn v das Volumen der Meßglocke, $\frac{i_0}{v}$ bzw. $\frac{i}{v}$ die entsprechenden Werte pro cm³ Luft, — so ist die gesamte aus dem Wasser in die Luft getretene Emanationsmenge $\frac{i-i_0}{v}\cdot(V-w)$, wo V das Volumen der gesamten Anordnung, w das des Wassers bedeuten. Im Wasser verbleibt noch die Emanationsmenge $\frac{i-i_0}{v}\cdot \alpha w$. Die gesamte in 1 Liter Wasser enthaltene Emanation ist also:

$$\frac{1000}{w}\left\{V-w(1-\alpha)\right\}\frac{i-i_0}{v}.$$

Die hiernach berechneten Werte unterscheiden sich von den früher gegebenen nur um 3—7 Einheiten der letzten Dezimale. Ich gebe daher hier nur die für Wasser von Rakoczy gültigen Zahlen:

frisch entnommen . .	$2{,}848\cdot 10^{-3}$ *e·s·e.*
4 Tage alt	0,417
17 „ „	0,395
1/4 Jahr „	0,304
1 „ „	0,050
2 Jahre „	0,0832
3 „ „	0,202
3 „ „ (mit CO_2 gefüllt)	0,074

Die zwei ersten Proben habe ich selbst abgefüllt, die folgenden wurden mir von der Brunnenverwaltung zur Verfügung gestellt. Wenn die letzteren auch zu sehr verschiedenen Zeiten gefüllt sind, kann man doch wohl annehmen, daß dies für alle unter annähernd den gleichen Bedingungen geschehen ist, so daß man sie wohl miteinander vergleichen kann. Interessant ist dabei das deutliche Anwachsen der Aktivität mit der Zeit und das späte Einsetzen dieses Anwachsens (erst nach ca. 1 1/4 Jahren). Vielleicht kann man daraus folgern, daß nicht nur eine emanierende Substanz im Wasser gelöst war, sondern sich auch erst dort allmählich gebildet hat.

Den Unterschied zwischen den beiden Proben 3 Jahren alten Rakoczys kann man wohl folgendermaßen deuten: da die zweite unter Kohlensäuredruck gefüllt war, trat das Durchperlen des Wassers mit Luft, um ihm die Emanation zu entreißen, was später im Apparat geschehen sollte, bereits vorzeitig beim Öffnen der Flasche ein. Die Emanation in der dabei entweichenden Kohlensäure, die entsprechend dem Absorptionskoeffizienten etwa 3—4 mal so konzentriert wie im Wasser war, ging für die Messung dabei natürlich verloren, so daß man einen scheinbar zu geringen Emanationsgehalt finden mußte.

(Eingegangen 9. Januar 1907.)

1) Diese Zeitschr. 8, 887, 1907.
2) Diese Zeitschr. 7, 209, 1906.
3) Herr Schmidt war so freundlich, mich auf diese Arbeit aufmerksam zu machen.
4) Phil. Mag. Dez. 1907.

Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen.

Von W. Voigt.

I. Die transversale magnetische Doppelbrechung.

Die Herren Cotton und Mouton[1]) haben gefunden, daß die Flüssigkeiten der aromatischen Reihe im Magnetfeld bei Beobachtung normal zu der Richtung der Kraftlinien eine (schwache)

1) A. Cotton und H. Mouton, C. R., 22. Juli und 18. November 1907.

Doppelbrechung zeigen, während eine solche bei anderen organischen Flüssigkeiten bisher nicht nachgewiesen werden konnte. Die beobachtete Doppelbrechung ist positiv, d. h., die Flüssigkeit verhält sich wie ein einachsiger positiver Kristall, dessen optische Achse in die Richtung der Kraftlinien fällt. Nitrobenzol zeigt die Wirkung besonders stark.

Weiter haben die genannten Forscher Doppelbrechung bei Schwefelkohlenstoff gefunden; der Betrag ist etwa $1/6$ von dem unter gleichen Umständen bei Nitrobenzol auftretenden, der Sinn ist der entgegengesetzte.

Die Größe der Doppelbrechung wächst in allen Fällen merklich im Verhältnis des Quadrates der magnetischen Feldstärke.

Diese Resultate sind von sehr großem Interesse, denn, wie ich an einer anderen Stelle ausgeführt habe [1]), ist das Auftreten oder Nichtauftreten der transversalen Doppelbrechung ein wichtiges Kriterium für die Anwendbarkeit der oder jener Theorie der magneto-optischen Effekte. Je mehr Körper mit transversaler Doppelbrechung aufgefunden werden, um so mehr wächst die Wahrscheinlichkeit, daß schließlich alle Körper denselben Grundgleichungen gehorchen.

Die Herren Cotton und Mouton bezeichnen die von ihnen gefundene Erscheinung als eine völlig neue. Das ist denn doch nicht richtig. Nachdem ich aus der zur Erklärung des inversen Zeeman-Effektes aufgestellten Theorie die Forderung der transversalen Doppelbrechung abgeleitet hatte, habe ich (zusammen mit E. Wiechert) dieselbe zum ersten Male bei Natriumdampf mit voller Sicherheit nachgewiesen, während Beobachtungen bei Flintglas keine sicheren Resultate gaben. [2]) Dann hat Herr J. Becquerel [3]) diese Doppelbrechung bei einachsigen Kristallen parallel der Achse aufgefunden, wo sie gleichfalls durch die Theorie gefordert wird.

Mir scheint vorläufig gar kein Grund vorzuliegen, für die von den Herren Cotton und Mouton gefundene Doppelbrechung eine andere Erklärung zu suchen. Um dies noch spezieller darzutun, will ich im folgenden die allgemeinen Formeln für die transversale Doppelbrechung merklich durchsichtiger Körper nach der von mir vertretenen Theorie entwickeln.

Die Grundformeln, welche hier in Betracht kommen, sind in meiner Arbeit vom Jahre 1899 als (42) und (43) aufgeführt. [4]) Dieselben bestimmen die Werte der komplexen Brechungsindizes ν_p und ν_s für Wellen, die normal zu den Kraftlinien fortschreiten und elektrisch entweder parallel oder senkrecht zu den Kraftlinien schwingen.

Ich schreibe die Resultate unter Heranziehung der früheren Formel (27) folgendermaßen

$$\nu_z^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_k \vartheta^2}{\Theta_p}, \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\nu_s^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\nu_+^2} + \frac{1}{\nu_-^2}\right), \quad \nu_\pm = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2}{\Theta_h \pm \Phi_h}, \qquad (2)$$

$$\Theta_k = \vartheta^2 + i\vartheta\vartheta_k' - \vartheta_k^2, \quad \Phi_h = c_k R \vartheta .$$

Hierin ist ϑ die reduzierte Periode ($= \tau/2\pi$); ε_h die Konstante, welche die Erregung der Bewegung der Elektronengattung (h) durch das elektrische Feld der Lichtwelle mißt, ϑ_k ist die reduzierte Eigenperiode dieser Gattung (h), ϑ_h' mißt die Dämpfung derselben. c_h ist die der Gattung zugehörige magneto-optische Konstante, R die äußere magnetische Feldstärke. Die Summe Σ ist über alle Elektronengattungen erstreckt. ν_+ hat die Bedeutung des komplexen Brechungsindex für die parallel den Kraftlinien des Feldes fortschreitenden $+$ rotierenden zirkulären Wellen.

In einem Spektralbereich unmerklicher Absorption kann das in ϑ_k' multiplizierte Glied fortgelassen werden; ν wird damit zum reellen Brechungsindex n. Da die Wirkung des Magnetfeldes gering ist, können wir $n_\pm^2$ nach Potenzen der Φ_k entwickeln und erhalten so, indem wir die Glieder dritten Grades fortlassen,

$$n_+^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2}{\Theta_h}\left(1 \mp \frac{\Phi_h}{\Theta_h} + \frac{\Phi_h^2}{\Theta_h^2}\right). \qquad (3)$$

Dies schreiben wir kurz

$$n_\pm^2 = n_p^2 \mp \Sigma_1 + \Sigma_2,$$

wobei dann der Index an den Σ die Ordnung des Termes in bezug auf die Feldwirkung darstellt.

Setzen wir dieses Resultat in die erste Gleichung (2), die sich bei $\nu = n$ schreiben läßt,

$$n_s^2 = \frac{2 n_+^2 n_-^2}{n_+^2 + n_-^2},$$

und brechen wieder mit den Gliedern zweiter Ordnung ab, so erhalten wir

$$n_s^2 - n_p^2 = \Sigma_2 - \Sigma_1^2/n_p^2. \qquad (4)$$

Die links stehende Differenz kann bekanntlich als Maß der Doppelbrechung betrachtet werden.

Für diese Größe liefert die Theorie einmal das Resultat, daß sie proportional mit dem Quadrate der Feldstärke wächst. Weiter zeigt die Formel, daß sich die Größe und der Sinn der transversalen Doppelbrechung keineswegs etwa aus dem Faraday-Effekt vorhersagen läßt; der letztere bestimmt sich nämlich allein durch

1) W. Voigt, Gött. Nachr. No. 5, 1906.
2) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 356 u. f., 1899; Gött. Nachr. No. 5, 1906.
3) J. Becquerel, C. R. 142, 775, 1906.
4) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 356, 1899.

Σ_1, während Σ_2, solange man nicht die Parameter aller Absorptionsstreifen der Substanz kennt, von Σ_1 ganz unabhängig ist. Da überdies die Glieder Σ_2 und $\Sigma_1{}^2/n_p{}^2$ in der Differenz auftreten, so kann die Doppelbrechung (selbst wenn Σ_1 und Σ_2 beide positiv sind, die Absorptionen also wesentlich im Ultravioletten liegen) sowohl positiv als negativ sein; sie kann auch, je nachdem die beiden Glieder sich mehr oder weniger zerstören, sehr verschiedene Größenordnung besitzen.

Angesichts dieser Resultate kann ich eine Nötigung, für die von den Herren Cotton und Mouton beobachtete Doppelbrechung eine neue Erklärung aufzusuchen, zunächst nicht anerkennen.

II. Die Dissymmetrie der normalen Zeemanschen Tripletts.

Die von mir vertretene Theorie der magneto-optischen Effekte führt zu der Folgerung, daß die Zeemanschen Tripletts nicht streng symmetrisch sind, daß vielmehr die nach Rot hin verschobene Komponente der mittleren Linie ein wenig näher liegen muß, als die nach Violett verschobene, und daß erstere zugleich ein wenig stärker sein muß, als die letztere.[1]) Beide Dissymmetrien sind nach der Theorie bei schwachen Feldern relativ am merklichsten und verschwinden bei stärkeren. Diese Folgerung ist zunächst für den inversen (Absorptions-) Effekt gezogen; es kann aber kein Zweifel herrschen, daß, wie bei anderen Erscheinungen, auch hier (dem Kirchhoffschen Satz entsprechend) eine Übertragung des Resultates auf den direkten (Emissions-) Effekt zulässig ist.

Herr Zeeman, dem ich seinerzeit von der Tatsache der Dissymmetrie ohne Angabe ihres Sinnes Mitteilung machte, hat dann die Erscheinung im Einklang mit der Theorie, insbesondere bei einigen Linien des Eisenspektrums, aufgefunden.[2]) Andere Beobachter haben das Resultat bestätigt. Im Gegensatz hierzu haben die Herren v. Baeyer und Gehrcke[3]) bei Beobachtungen an Quecksilberlinien mit Hilfe des Lummerschen Plattengitters eine Dissymmetrie nicht bemerkt, obwohl sie bei diesem Instrument relativ sehr geringe Feldstärken anwenden konnten. Neuestens hat dann Herr Zeeman bei andern Quecksilberlinien den Effekt wiederum völlig deutlich und in dem von der Theorie geforderten Sinne erhalten.[1])

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 1, 376, 1900.
2) P. Zeeman, Amst. Proc. 30. Dezember 1899; s. auch W. Voigt, l. c., S. 386.
3) O. v. Baeyer und E. Gehrcke, diese Zeitschr. 7, 905, 1906.
1) P. Zeeman, Versl. Amsterd. 11. Dez. 1907.

Diese Widersprüche, sowie gewisse bei den neuesten Zeemanschen Beobachtungen hervorgetretenen Singularitäten machen es erwünscht, auf die Aussagen der Theorie über den fraglichen Vorgang erneut hinzuweisen.

Ich knüpfe dabei an die Formel (4) meiner Abhandlung vom Jahre 1900 an, die aus der obigen Gleichung (2) hervorgeht, wenn man diese auf einen isolierten Absorptionsstreifen anwendet, und die in der früheren Bezeichnung lautet

$$\nu_s{}^2 = 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{\Theta(\Theta + \varepsilon\vartheta^2) - \Phi^2}. \qquad (5)$$

Nach der Erfahrung kann man bei Dämpfen den Absolutwert von ν als von Eins nur wenig verschieden betrachten und somit aus (5) folgern

$$\nu_s = 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{2[\Theta(\Theta + \varepsilon\vartheta^2) - \Phi^2]}. \qquad (6)$$

Der Quotient rechts gestattet eine Umformung, vermöge deren wird

$$\begin{aligned}\nu_s &= 1 + \frac{\varepsilon\vartheta^2(\Theta + \varepsilon\vartheta^2)}{2[(\Theta + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta^2)^2 - (\Phi^2 + \frac{1}{4}\varepsilon^2\vartheta^4)]} \\ &= 1 + \tfrac{1}{4}\varepsilon\vartheta^2\Big[\frac{1 - \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta/\Omega}{\Theta + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta^2 + \Omega\vartheta} \\ &\qquad + \frac{1 + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta^2/\Omega}{\Theta + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta^2 - \Omega\vartheta}\Big],\end{aligned} \qquad (7)$$

wobei

$$\Omega^2\vartheta^2 = \Phi^2 + \tfrac{1}{4}\varepsilon^2\vartheta^4,$$

also

$$\Omega^2 = (c^2R^2 + \tfrac{1}{4}\varepsilon^2\vartheta^2).$$

Die zwei in der Klammer stehenden Glieder entsprechen zwei Absorptionstreifen: den Außenkomponenten des Zeemanschen Tripletts.

Im Falle schmaler Absorptionslinien setzen wir $\vartheta - \vartheta_0 - \delta$ und betrachten δ als klein neben ϑ_0. Es ist dann in erster Annäherung

$$\Theta = \vartheta_0(2\delta + i\vartheta'),$$

also

$$\begin{aligned}\nu_s - 1 + \tfrac{1}{4}\varepsilon\vartheta_0\Big[&\frac{1 - \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0/\Omega}{2\delta + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0 + \Omega + i\vartheta'} \\ &+ \frac{1 + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0/\Omega}{2\delta + \frac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0 - \Omega + i\vartheta'}\Big].\end{aligned} \qquad (8)$$

Hieraus erhellt, daß die beiden Absorptionsstreifen an den Stellen liegen, wo

$$\begin{aligned}2\delta &= +\Omega - \tfrac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0 \\ &= \mp\sqrt{c^2R^2 + \tfrac{1}{4}\varepsilon^2\vartheta_0{}^2} - \tfrac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0,\end{aligned} \qquad (9)$$

was mit Formel (7) der früheren Arbeit übereinstimmt.

Ist $\frac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0$ so klein neben cR, daß es dagegen vernachlässigt werden kann, so reduziert sich Formel (9) auf

$$2\delta = \mp cR; \qquad (10)$$

die Komponenten der Zerlegung liegen dann

symmetrisch zur Anfangslage. Die nächste Annäherung lautet

$$2\delta = \mp cR - \tfrac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0, \qquad (11)$$

die Zerlegung ist unsymmetrisch, und wenn die Parameter c, ε, ϑ_0 für eine Absorptionslinie bekannt sind, so läßt sich der nach der Theorie eintretende Betrag der Dissymmetrie berechnen.

Man kann als Maß der relativen Dissymmetrie den Quotienten Q aus der Differenz und der Summe der Abstände beider Komponenten ansehen, für welchen gilt

$$Q = \frac{\varepsilon\vartheta_0}{2cR}. \qquad (12)$$

Diesen Ausdruck wollen wir zunächst benutzen, um durch Berechnung von Q aus bekannten Parameterwerten plausibel zu machen, daß verschiedene Beobachter bei verschiedenen Linien so durchaus abweichende Resultate über die Wahrnehmbarkeit der Erscheinung erhalten konnten.

Es liegen nun allerdings Beobachtungen über die beiden Parameter ε und c bei Linien, welche normale Tripletts geben, nicht vor, sondern nur bei Linien (von *K*, *Na*, *Li*), die kompliziertere Zerlegungen zeigen. Immerhin geben sie Aufschluß über die vorkommenden Größenordnungen und mögen demnach für unsere Zwecke herangezogen werden.

Nach Beobachtungen von Geiger[1]) (deren Resultate mit früheren von Hallo[2]) an dichteren Dampf vereinbar sind) ist für die D_1-Linie das *Na*-Spektrum bei mäßiger Dampfdichte $c = 0{,}21 \cdot 10^{-23}$, $\varepsilon = 1{,}6 \cdot 10^{-8}$; zugleich folgt aus der Wellenlänge $59 \cdot 10^{-6}$ die reduzierte Periode $\vartheta_0 = 3 \cdot 10^{-16}$. Dies liefert für Q bei einer Spektrallinie von den Parametern der D_1-Linie

$$Q = 1{,}2/R.$$

Bei einer Feldstärke von 2400 Gauß, die zur ersten Trennung der Linien nötig sein mag, ist also Q nur rund $^1/_{2000}$ — somit absolut unmerklich.

Für die der D_2-Linie entsprechende rote *K*-Linie findet Geiger im Gegensatz hierzu $c = 0{,}23 \cdot 10^{-23}$, $\varepsilon = 77 \cdot 10^{-8}$, während aus der Wellenlänge $77 \cdot 10^{-6}$ die reduzierte Periode $\vartheta_0 = 4 \cdot 10^{-16}$ folgt. Dies ergibt für eine Linie mit den Parametern dieser *K*-Linie

$$Q = 67/R.$$

Die gleiche Feldstärke $R = 2400$ würde hier also Q zu 0,03 werden lassen, — ein Betrag, der der Beobachtung jedenfalls zugänglich sein würde.

Die wenigen vorliegenden Zahlen über die Parameter von Spektrallinien lassen also bereits erkennen, daß die Größenordnung der relativen Dissymmetrie bei verschiedenen Spektrallinien sehr verschieden sein kann. Wenn daher bei gewissen Linien Beobachtungen zu negativen Resultaten geführt haben, so ist das mit der Theorie vollständig im Einklang.

Die neuesten Beobachtungen des Herrn Zeeman gehen auf eine Prüfung der Resultate der Theorie in einer neuen Richtung hinaus.

Die absolute Dissymmetrie der Zerlegung kann durch die Differenz D der Abstände der Außenkomponenten von der Innenkomponente gemessen werden. Für diese Größe liefert Formel (19)

$$D = \tfrac{1}{2}\varepsilon\vartheta_0; \qquad (13)$$

D erscheint also von der magnetischen Feldstärke R unabhängig.

Herr Zeeman hat eine Prüfung dieses Resultates in der Weise vorgenommen, daß er spektrale Aufnahmen einer, Quecksilberdampf enthaltenden Geißlerschen Röhre gemacht hat, während die Röhre sich in einem inhomogenen Magnetfeld befand. Er beabsichtigte hierdurch zu erreichen, daß derselbe Dampf in demselben Zustande des Leuchtens verschieden starken Feldern (bei ihm von 15000 bis 30000 Gauß wachsend) ausgesetzt würde.

Die mit größter Sorgfalt ausgeführten Messungen der sehr feinen Erscheinung haben die Aussage der Formel (13) anscheinend nicht bestätigt: die absolute Dissymmetrie erwies sich mit der Feldstärke (fast linear) wachsend.

Es ist aber hiergegen sehr wohl in Betracht zu ziehen, daß die Feldstärke R außer der in der Theorie explizit geführten Wirkung noch eine ganz wesentliche weitere übt, die sich in den Parametern des Dampfes verbirgt. Es ist eine bekannte Tatsache, daß das Leuchten Geißlerscher Röhren mit der Feldstärke, der sie ausgesetzt werden, variiert; der leuchtende Faden in den Kapillaren wird normal zur Feldstärke gegen die Glaswand gedrückt, die Dichte des elektrischen Stromes wächst, was sich in der Verbreiterung der Spektrallinien äußert. Die Zeemansche Voraussetzung, daß in den verschiedenen Teilen seines Geißlerrohres der Zustand des leuchtenden Dampfes der gleiche wäre, ist demnach, wie mir scheint, in Wahrheit nicht erfüllt gewesen. In der Tat zeigt seine photographische Aufnahme des ganzen Phänomens (Tafel II) (nach meiner Meinung) bei den Außenkomponenten des dissymmetrischen Tripletts unzweifelhaft eine erhebliche Abnahme der Breite von dem Orte größerer nach den Orten geringerer Feldstärke hin.

Der Parameter ε (auf dessen Definition in der Elektronentheorie hier nicht eingegangen zu werden braucht) hängt aber ganz direkt mit der Stärke der Absorptions- oder Emissions-

1) Geiger, Ann. d. Phys. **24**, 597, 1907.
2) J. J. Hallo, diese Zeitschr. **4**, 545, 1903.

inien zusammen, die nach der Theorie sich ihm nahe proportional findet. Wenn also die Beobachtungen Herrn Zeemans für die absolute Dissymmetrie bei großen Feldstärken einen größeren Wert ergeben, als bei kleinen, so steht dies mit der Theorie keineswegs im Widerspruch, — ja angesichts des Betrages der Intensitätsveränderung der Komponenten mit abnehmender Feldstärke möchte ich seine Beobachtungen umgekehrt als eine willkommene Bestätigung der Theorie begrüßen.

Göttingen, 4. Januar 1908.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom.

Von R. W. Wood.

Die Aufschlüsse, welche wir bislang über die Struktur des Atoms erhalten haben, deuten größtenteils darauf hin, daß die Schwingungszentren, welche die Spektrallinien emittieren, negativ geladene Korpuskeln sind. Die positiven Ladungen sind anscheinend mit dem Atom als Ganzem verbunden, und man macht öfters die Annahme, daß die Verteilung der positiven Elektrisierung eine gleichförmige ist.

Der Zeeman-Effekt zeigt uns, daß die D-Linien des Natriums von Vibratoren herrühren, welche negative Ladungen führen, eine Tatsache, die auch für alle übrigen Linien gilt, welche den Effekt zeigen. Daß mit den Schwingungszentren, welche die D-Linien emittieren, eine negative Ladung verbunden ist, zeigt auch die (positive) Richtung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene für Wellen von sehr nahe derselben Schwingungszahl wie die D-Linien. Bandenspektren zeigen bekanntlich den Zeeman-Effekt überhaupt nicht; wir sind infolgedessen nicht in der Lage, aut die Erforschung der Natur der Ladung, die mit den Emissionszentren solcher Linien verbunden ist, aus denen sich die Banden zusammensetzen, dieses Merkmal anzuwenden. Einige der Linien, welche das komplizierte kannelierte Absorptionsspektrum des Natriumdampfes bilden, besitzen, wie ich in früheren Arbeiten[1]) nachgewiesen habe, die Fähigkeit, die Polarisationsebene zu drehen, wenn das Licht durch den magnetisierten Dampf in der Richtung der Kraftlinien hindurchgeschickt wird. Ich lasse weißes Licht durch ein Nicolsches Prisma und eine zwischen den Polschuhen eines großen Elektromagnets liegende Stahlröhre gehen. Weiter folgen ein Analysator, Kondensorlinsen und ein Spektroskop. Die Röhre enthält metallisches Natrium und wird hochgradig evakuiert, weil der Dampı sein Drehungsvermögen verliert, wenn er mit einem inerten Gase vermischt wird. Wird das zweite Nicol auf Auslöschung eingestellt, so verschwindet das Spektrum des Kraters der Bogenlampe; bei Erhitzung der Röhre und Erregung des Magnets treten aber eine gewaltige Anzahl von Linien im roten und im grünblauen Spektralgebiete auf. Ich habe auf diese Weise erhaltene Spektren, weil sie von anderen Arten von Spektren von Grund aus verschieden sind, „magnetische Rotationsspektren" oder „Spektren magnetischer Drehung" genannt. Macaluso und Corbino beobachteten den Effekt an den D-Linien unter Verwendung einer Natriumflamme zwischen den Polen eines Magnets, doch entgingen ihnen die komplizierten hellen Linienspektren, welche nur dann auftreten, wenn sehr dichter Natriumdampf im Vakuum gebildet wird.

Bei der Drehung für Wellenlängen in der Nähe der D-Linien bietet es keine Schwierigkeit, die Richtung zu bestimmen, d. h. festzustellen, ob sie positiv oder negativ ist. Die breiten Bänder gedrehten Lichtes, welche die Absorptionslinien einfassen, lassen sich nämlich durch geringe Drehungen des Analysators von einer Seite auf die andere verschieben; oder man kann auch die so oft angewandte Anordnung des Fresnelschen Doppelprismas aus Rechts- und Linksquarz benutzen, welche auf den ersten Blick den Drehungssinn angibt. Bei den schmalen Linien der kannelierten Spektren ist durch Drehung des Analysators kein Aufschluß darüber zu erlangen, ob die Drehung positiv oder negativ ist, denn die denkbar kleinste Drehung aus der Auslöschungsstellung heraus läßt das kontinuierliche Spektrum aufleuchten, so daß die Rotationslinien verschwinden. Indessen ist die Bestimmung der Natur der Drehung in diesem Falle von äußerster Bedeutung, denn sie wird viele weitere Hinweise auf die Struktur des Atoms liefern. Ich versuchte zunächst, an Stelle des weißen heißen Kraters Metallbögen als Lichtquellen zu verwenden, auf die Chance hin, daß einige Linien die richtige Wellenlänge haben könnten, um im Gebiete des kannelierten Spektrums eine Drehung zu erfahren. Würde es sich finden, daß von diesen Linien irgendwelche durch den Dampf gedreht würden, so würde man leicht durch Drehung des Analysators bis zu ihrer Auslöschung ihren Drehungssinn bestimmen können. Indessen fanden sich keine Linien, die gerade die richtige Wellenlänge gehabt hätten. Ich kam dann auf den Gedanken, daß man das selektive Drehungsvermögen des Dampfes nutzbar machen könnte, um eine Lichtquelle zu liefern, die gerade aus den richtigen Wellenlängen bestehe, mit anderen Worten, daß man magnetisierten

1) Phil. Mag. Okt. 1905, Nov. 1906.

Natriumdampf zwischen gekreuzten Nicols als Lichtfilter benutzen könnte. Demgemäß schickte ich das Licht nach dem Durchgang durch die gekreuzten Nicols bei erregtem Magnetfelde durch eine zweite magnetisierte Dampfröhre und nahm mit einem dritten Nicol und einem Spektroskop die Untersuchung vor. Ich hoffte, daß es möglich sein würde, wenn ich das dritte Nicol auf Auslöschung einstellte und durch Erregung des zweiten Magnets das helle Linienspektrum wieder erscheinen ließ, den Drehungssinn der Linien dadurch zu bestimmen, daß ich beobachtete, in welcher Richtung das dritte Nicol gedreht werden müßte, um die Linien auszulöschen. Der erste Magnet mit seiner Natriumröhre und den Polarisationsprismen liefert geradlinig polarisiertes Licht von genau den Wellenlängen der hellen Linien des magnetischen Rotationsspektrums. Dieses Licht geht dann durch eine zweite magnetisierte Natriumdampfröhre, ein Nicol und ein Spektroskop. Nachdem das Nicol auf Auslöschung eingestellt worden war, verschwand das helle Linienspektrum und erschien wieder, sobald der Magnet erregt wurde. Es zeigte sich indessen, daß eine Drehung des dritten Nicols gänzlich ohne Einfluß auf das Auftreten der Linien war, trotz des Umstandes, daß das Licht ursprünglich geradlinig polarisiert war. Der magnetisierte Natriumdampf hatte anscheinend das Licht vollständig depolarisiert. Die Ursache dieser Erscheinung ist nicht schwer zu erklären. Die Linien, welche zusammen das magnetische Rotationsspektrum bilden, erschienen zwar auf einer Photographie, die ich vor zwei Jahren mit einem Konkavgitter von 12 Fuß Halbmesser aufgenommen hatte, so schmal wie die Linien des Eisenbogens, sind aber in Wirklichkeit nicht monochromatisch. Die Wirkung einer Absorptionslinie besteht darin daß sie die Polarisationsebene von Wellen nahezu derselben Wellenlänge um verschiedene Winkel dreht, welche von ihrer Nähe zur Absorptionslinie abhängen. Eben diese Wellen werden von dem Nicol durchgelassen. Die Linie hat daher eine endliche, wenn auch geringe Breite, und die zweite Röhre mit magnetisiertem Dampf dreht die monochromatischen Komponenten, aus denen sich die Linie zusammensetzt, um verschiedene Winkel. Etwas von dem Licht der Linie wird daher von dem dritten Nicol in jeder Stellung durchgelassen.

Auf Grund ihrer Analogie mit den hellen gedrehten Linien, welche die D-Linien bei Untersuchung unter ähnlichen Bedingungen begrenzen, durfte man erwarten, daß alle Linien des magnetischen Rotationsspektrums doppelt seien, und ich habe viel Zeit auf Versuche verwandt, ihre Duplizität unter Verwendung eines Stufengitters nachzuweisen. Ich habe indessen keine entscheidenden Ergebnisse erzielt, und neuere Versuche zeigen ganz bündig, daß das Drehungsvermögen der meisten Absorptionslinien nur auf Wellenlängen auf der einen Seite der Linie beschränkt ist. Eben diese Wirkung beobachtet man in verstärktem Maße an der ultravioletten Absorptionslinie des Quecksilbers, $\lambda = 2536$ Å.-E., welche, wie ich in einer früheren Veröffentlichung[1]) gezeigt habe, sehr unsymmetrisch verbreitert wird.

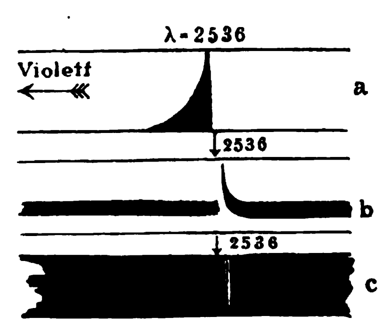


Fig. 1.

Fig. 1, a und b, zeigt die Form der Absorptionskurve und die magnetische Drehung, wie sie sich mit den Fresnelschen Quarzprismen darstellt. Fig. 1c gibt das Spektrum wieder, welches man erhält, wenn man weißes Licht durch den zwischen gekreuzten Polarisationsprismen angeordneten Dampf gehen läßt.

Das Verhalten des Quecksilberdampfes soll in einer späteren Veröffentlichung ausführlich behandelt werden. Für jetzt genügt die Bemerkung, daß eine Absorptionsbande möglich ist, welche nur für solche Wellenlängen eine merkliche magnetische Drehung liefert, die sich an der einen Seite an sie anschließen.

Hieraus geht hervor, daß die Linien des magnetischen Rotationsspektrums nicht notwendig doppelt zu erscheinen brauchen, selbst nicht bei dem höchsten Auflösungsvermögen (unter Vernachlässigung von Drehungen von mehr als 90^0). Obschon die Linien, selbst bei Anwendung eines großen Gitters, so fein wie Bogenlinien erscheinen, so zeigt doch der magnetisierte Natriumdampf mit dem Polarisationsprisma, daß in Wirklichkeit jede einzelne Linie ein enges Spektralgebiet umfaßt, dessen individuelle Komponenten durch den Dampf um verschiedene Winkel gedreht werden.

Der Versuch, der schließlich die Natur der Drehung klar erkennen ließ, wurde mit einem Paar Fresnelscher Quarzprismen angestellt. Sie waren viel dünner als die gewöhnlich benutzten; ich sah nämlich, daß es besser sein würde, mit einer einzigen breiten Auslöschungsbande zu arbeiten, als mit einer großen Anzahl

1) Astrophys. Journ. Juli 1907.

paralleler Banden. Die magnetisch gedrehten Linien sind matt im Vergleich zu dem kontinuierlichen Spektrum, aus dem sie stammen, und es ist daher wichtig, den Hintergrund, auf dem sie auftreten sollen, so dunkel wie möglich zu machen. Bei Verwendung eines dicken Fresnelschen Prismas erhält man das kontinuierliche Spektrum in voller Stärke, durchkreuzt von einer Anzahl paralleler dunkler Banden, welche den Punkten auf dem Spalt entsprechen, in denen die Polarisationsebene der Auslöschungsebene (lange Diagonale) des Analysators, der unmittelbar hinter dem Spalt steht, parallel ist. Infolgedessen hat man mehr oder weniger diffuses Licht von dem Gitter, was den Hintergrund (die dunklen Banden), auf welchem die gedrehten Linien erscheinen sollen, viel zu hell macht. Die beste Methode zur Beseitigung dieses Einflusses ist die Verwendung eines dünnen Prismas und das Verdecken des Spaltes mit Ausnahme eines kleinen Stückes unmittelbar über und unter der einzigen dunklen Auslöschungsbande.

Bei solcher Anordnung des Apparates muß die magnetisch gedrehte Linie die dunkle Bande von oben oder von unten her durchdringen, je nachdem, ob die Drehung positiv oder negativ ist. Wenn man den Magnet erregt und die Natriumröhre allmählich erhitzt, so sieht man, wie scharfe Lichtnadeln aus dem kontinuierlichen Spektrum in das dunkle Gebiet unmittelbar rechts und links von den D-Linien herabschießen, wie das Macaluso und Corbino, Zeeman und andere Forscher beschrieben haben. Kehrt man das Magnetfeld um, so schießen die Lichtnadeln von unten herauf. Die Richtung, in welcher die Polarisationsebene durch die D-Linien gedreht wird, zeigt, daß sie durch Schwingungen negativer Elektronen verursacht werden. Die wichtige Frage, welche wir zu beantworten haben, ist die, ob die Absorptionslinien der Bandenspektren die Polarisationsebene in demselben oder im entgegengesetzten Sinne drehen, und ob sie sich alle gleichartig verhalten.

Das magnetische Rotationsspektrum ist im roten und orangefarbenen Spektralgebiet viel heller als im grünen und blauen. Ich habe deshalb die ersten Beobachtungen in jenem Teile des Spektrums angestellt. Das Spektroskop war ein Instrument von mittlerer Größe und bestand aus einem Fernrohr und einem Kollimator von ungefähr 180 cm Brennweite mit einem ebenen Gitter.

Die Natriumröhre wurde erhitzt, bis die feinen schwarzen Absorptionslinien im Rot deutlich in dem kontinuierlichen Spektrum über und unter der von dem Fresnelschen Prisma herrührenden horizontalen dunklen Bande erschienen. Dann wurde der Strom im Magnetkreise geschlossen, dessen Selbstinduktion so groß ist, daß das Feld erst nach mehreren Sekunden zu seiner vollen Stärke steigt. Dadurch war reichlich Zeit, genau zu sehen, was sich ereignete. Sobald der Stromschlüssel geschlossen wurde, begannen zahlreiche Lichtnadeln in die dunkle Zone einzudringen, und zwar schossen einige unter ihnen von oben herab, andere von unten herauf. Einige davon erstreckten sich nur zur Hälfte über die dunkle Bande, während andere sie vollständig kreuzten. Beim Öffnen des Schalters zogen sich die leuchtenden Nadeln langsam von dem dunklen Hintergrunde in die helle Zone, aus der sie gekommen waren, zurück, und erinnerten an die Tentakeln gestörter Hydroide. Die Erscheinung ist eine der schönsten, die ich seit längerer Zeit gesehen habe, denn sie zeigt gleichzeitig, daß einige der Absorptionslinien die Polarisationsebene im positiven Sinne drehen, während andere sie im negativen drehen.

Ich habe eine recht befriedigende photographische Aufnahme der Erscheinung auf einer panchromatischen Platte von Wratten and Wainwright bei einer Belichtungsdauer von

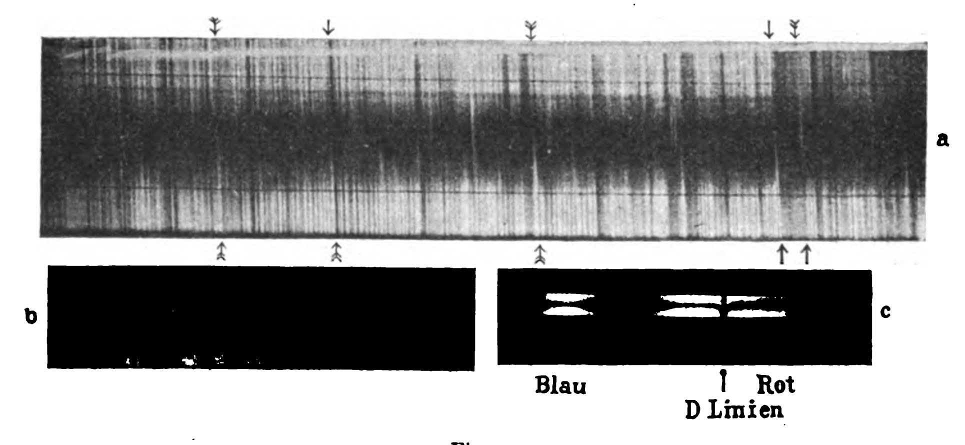


Fig. 2.

einer Stunde erhalten. Sie ist in Fig. 2a abgebildet. Fig. 2b ist ein Kontaktabdruck von dem Originalnegativ, und Fig. 2c ein Abzug von einer Platte, die mit einem kleinen Zweiprismenspektroskop aufgenommen worden ist und das ganze sichtbare Spektrum mit dem Phänomen an den *D*-Linien zeigt. Wie man sieht, haben sich bei einigen Linien die hellen Lichtnadeln fast ganz aus dem Absorptionsspektrum zurückgezogen und eine dunkle Linie zurückgelassen (vgl. die Spektren oben und unten an den durch die Pfeile gekennzeichneten Stellen).

Wenn die positive Drehung bei den *D*-Linien als Beweis dafür dienen kann, daß sie von negativ geladenen Elektronen herrühren, so sind meiner Ansicht nach die beiden Arten der Drehung im kannelierten Spektrum ein Beweis dafür, daß wir in dem Atom sowohl positive als auch negative Elektronen haben. Es ist vielleicht unklug, von einem positiven Elektron zu reden, da „Elektron" die Bedeutung der unkörperlichen negativen Ladung nach ihrer Abtrennung von dem Atom angenommen hat.

Ob das Vorhandensein beider Arten magnetischer Drehung das Vorhandensein sowohl positiv als negativ geladener diskreter Teilchen im Atom beweist, ist eine Frage, deren Beantwortung den theoretischen Physikern überlassen bleiben muß. Die Beobachtungen, über welche ich in dieser Arbeit berichtet habe, beweisen nur, daß einige der Absorptionslinien eine Drehung im entgegengesetzten Sinne bewirken, wie die von den *D*-Linien bewirkte.

Jean Becquerel hat das Vorhandensein positiver Elektronen in gewissen kristallinischen Mineralien aus der Änderung im Aussehen der Absorptionsbande geschlossen, die eintritt, wenn der Kristall in ein Magnetfeld gebracht wird. Die Bedingungen sind aber in seinem Falle viel komplizierter als beim Natriumdampf, denn er hat es mit Molekülen der seltenen Erden zu tun, die mit anderen Substanzen verbunden oder in solche eingelagert sind.

Es wird äußerst interessant sein, die Drehungsrichtung der Linien im grünen oder blauen Spektralgebiet zu bestimmen, denn es hat sich ergeben, daß diese mit den regelmäßig verteilten Linienserien in den durch monochromatische Strahlung erregten Fluoreszenzspektren zusammenfallen.[1])

Ich bin zurzeit damit beschäftigt, diesen Gegenstand in Gemeinschaft mit Herrn Felix Hackett, Fellow der Kgl. Universität Dublin, zu untersuchen.

1) Vgl. meine frühere Veröffentlichung: „Fluoreszenzspektren und Spektren magnetischer Drehung des Natriumdampfes, und ihre Analyse." Diese Zeitschr. **7**, 873, 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner-Typus.

Von R. A. Houstoun.

Das Hüfnersche Spektralphotometer[1]) besteht aus einem Spektroskop, vor dessen Spalt ein Glan-Thompsonsches Prisma *N* und ein Glasprisma *AC* (siehe Fig. 1) angeordnet sind. Die einander gegenüberliegenden Flächen von *AC* sind parallel; die Winkel *A* und *C* be-

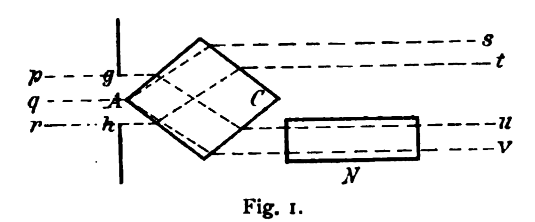


Fig. 1.

tragen jeder 71° 31′. Die Kante *A* ist sehr scharf geschliffen und halbiert den Spalt *gh*. Wir wollen nun zwei Lichtbündel betrachten, deren Intensität verglichen werden soll. Das obere Bündel, welches von den Strahlen *sAq* und *thr* begrenzt wird, besteht ursprünglich aus natürlichem Licht, wird aber durch das Prisma *AC* teilweise polarisiert. Der Winkel und der Brechungsindex des Dispersionsprismas sind so gewählt, daß das Licht wieder entpolarisiert wird. Bei Betrachtung durch das Dispersionsprisma erscheint daher die untere Hälfte des Spaltes von natürlichem Lichte erfüllt. Das untere Bündel, welches von den Strahlen *ugp* und *vAq* begrenzt wird, ist durch das Prisma *N* geradlinig polarisiert. Die obere Spalthälfte erscheint daher von geradlinig polarisiertem Lichte erfüllt. In den Gang beider Strahlenbündel nach dem Verlassen des Dispersionsprismas wird ein Nicol eingeschaltet, und zwar mit Vorliebe im Okular, weil dann ein Nicol von kleinerer Apertur ausreicht.

Blickt man durch das Okular, so sieht man zwei Spektren übereinander, welche durch eine sehr feine Linie voneinander getrennt werden. Durch Drehen des Nicols kann man die Helligkeiten dieser beiden Spektren gegeneinander abgleichen.

Es ist wesentlich, daß die eine Hälfte des Gesichtsfeldes geradlinig polarisiert ist, und daß die andere natürliches Licht enthält. Dazu genügt nicht jedes beliebige Dispersionsprisma; sein Winkel muß vielmehr so gewählt werden, daß die durch das Prisma *AC* hervorgebrachte Polarisation wieder aufgehoben wird.

Ich habe kürzlich ein Spektrometer in ein Spektralphotometer umgewandelt, bei welchem beide Hälften des Gesichtsfeldes senkrecht zu-

1) G. Hüfner, Über ein neues Spektralphotometer, Zeitschr. f. phys. Chem. **3**, 562—571, 1889.

einander geradlinig polarisiert sind, und bei welchem ein einziges Prisma die Funktionen der Prismen *AC* und *N* versieht (siehe Fig. 2).

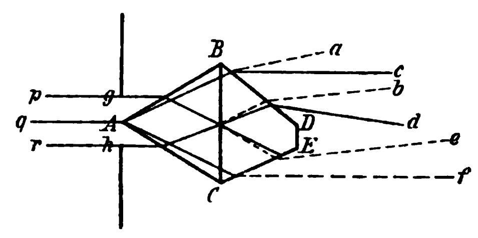


Fig. 2.

ABC ist aus einer Glassorte hergestellt, deren Brechungsindex für Natriumlicht 1,526 ist. Die Kanten *AB*, *BC*, *CA* sind je 2 cm lang. Dieses Prisma ist auf ein Prisma aus Kalkspat — *BDEC* — aufgekittet, welches parallel zur Achse und senkrecht zur Zeichnungsebene geschnitten ist. Der Winkel *D* beträgt $127^0 12'$, der Winkel *E* $115^0 49'$ und der Winkel *BCE* $36^0 44'$.

Die Wirkungsweise des Prismas wird leichter verständlich werden, wenn wir die Lichtbündel in der umgekehrten Richtung, von der Objektlinse des Kollimators zum Spalt, verfolgen. Der Strahl *pq* wird durch das Kalkspatprisma in zwei Teile zerlegt, den ordentlichen, *cd*, und den außerordentlichen, *ab*. Der Strahl *qr* wird gleichfalls in zwei Teile zerlegt, von denen aber nur der außerordentliche, *ef*, austritt, während der ordentliche an der Fläche *CE* total reflektiert wird. Die Figur ist in natürlichem Maßstabe gezeichnet. Die Strahlen *ef* und *cd* treffen 15 cm weiter draußen zu einem elliptischen Lichtfleck von 2,0 bei 2,4 cm zusammen, dessen große Achse vertikal verläuft. Das Bündel *ab* mißt volle 2 cm. Der Durchmesser der Objektlinse beträgt ein Zehntel der Kollimatorlänge.

Haben wir nun als Lichtquelle einen Glühstrumpf hinter einem Schirm mit einer Öffnung von 2,0 bei 2,4 cm oder mehr am richtigen Platze, und blicken wir durch das Fernrohr auf den Spalt, so sehen wir zwei Spektren übereinander, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Die ordentliche Komponente des unteren Strahlenbündels kommt gar nicht auf den Spalt, die außerordentliche des oberen nicht auf die Objektivlinse des Kollimators. Der Spalt ist ungefähr 7 mm hoch, und die Lichtbündel sind fast 1 cm voneinander entfernt, bevor sie in den Kalkspat eintreten.

Die Winkel brauchen nicht sehr genau zu sein. Der einzige wichtige Punkt ist der, daß die Achse des Kalkspatprismas parallel zur Kante *A* und senkrecht zur brechenden Kante des Dispersionsprismas sein muß.

Das Instrument arbeitet außerordentlich gut, und die begrenzte Größe der Apertur macht in der Praxis keine Schwierigkeiten.

Die Kosten der vorstehenden Untersuchung hat der Carnegie-Trust für die Universitäten Schottlands getragen.

Universität Glasgow, 9. Dezember 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. Dezember 1907.)

Über die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz.

Von Stanislaw Kalandek.

Vor einigen Jahren hat Professor Kossonogow in dieser Zeitschrift eine neue Ansicht über die Ursache der Färbung der Körper veröffentlicht.[1]) Vorstehende Arbeit wurde von mir unter Prof. Kossonogows Anleitung ausgeführt und schließt die Anwendung einiger Schlußfolgerungen aus der Theorie der elektromagnetischen Resonanz auf die optische in sich.[2])

Vorläufig habe ich mir zur Aufgabe gemacht, die Wirkung des Dielektrikums auf die Farbe der Lösung zu untersuchen. Bezeichnen wir die Länge der von einem gegebenen kugelförmigen Resonator in der Luft ausgestrahlten Welle mit λ und die Länge der von demselben Resonator in einem Dielektrikum mit dem Brechungskoeffizienten n ausgestrahlten Welle mit λ_1, so erweist es sich, daß diese Größen voneinander und vom Radius des Resonators (r) in folgendem Abhängigkeitsverhältnisse stehen[3]):

$$\lambda = \frac{4\pi r}{\sqrt{3}} : \lambda' = \frac{4\pi r}{\sqrt{3}} n.$$

Anders gesagt: mit der Vergrößerung des Brechungskoeffizienten des Dielektrikums vergrößert sich auch die Länge der vom Resonator ausgestrahlten Welle. Wenden wir nun diese Schlußfolgerungen aufs Licht an, so können wir erwarten, daß wir beim Ersetzen eines auflösenden Stoffes durch einen andern mit einem größeren Brechungskoeffizienten eine Verschiebung der Farbenabsorptionszonen nach dem roten Ende des Spektrums zu konstatieren können.

Zur Beobachtung dieser Erscheinung untersuchte ich sechs Farben in Alkohol und in Anilin. Bei den Messungen bediente ich mich

1) J. Kossonogow, diese Zeitschr. **4**, 208, 258, 1903: Die optische Resonanz als Ursache der selektiven Lichtabsorption und -reflexion. Kieff 1903. Siehe auch „Boltzmann, Festschr.".

2) Über diese Frage siehe auch: Bialobjesky, „Die Lichtabsorption in farbigen Lösungen". Kieff 1903.

3) J. J. Thomson, Recent researches in Electricity and Magnetism. S. 370.

des Mikrospektralphotometers nach Engelmann[1]), in dem bekanntlich das Verhältnis der Farbenabsorption im Spektrum zum Spektrum des weißen Lichtes, das durch ein Gläschen von der Dicke der Farbenlösung fällt, gleich in Prozenten angegeben wird. Das Spektrum wurde über je 10 $\mu\mu$ untersucht, in den Fällen, wo es nötig schien, würde die Untersuchung über je 5 $\mu\mu$ durchgeführt. Jede Messung wurde nicht weniger als zehnmal wiederholt. Der mittlere Fehler bei verschiedenen starken Absorptionen wird in folgenden Zahlen ausgedrückt:

25 Proz. $\pm$ 2,1; 65 Proz. $\pm$ 1,2; 95 Proz. $\pm$ 0,15.

Behufs größerer Anschaulichkeit habe ich meine Ergebnisse graphisch dargestellt (Fig. 1 und 2). Auf der Abszissenachse sind die Wellenlängen, auf der Ordinatenachse die entsprechenden Absorptionen in Prozenten gegeben. Den Anforderungen der Theorie wird nur qualitativ Genüge geleistet. (Mit Ausnahme von Korallin, wofür die ganz entgegengesetzten Resultate erzielt werden, aber davon wird weiter unten die Rede sein.) Wenn wir das Verhältnis der Brechungskoeffizienten nehmen, so erhalten wir

$$\frac{n_{\text{Anilin}}}{n_{\text{Alkohol}}} = \frac{1,586}{1,362} = 1,16; \quad \frac{n_{\text{Anilin}}}{n_{\text{Wasser}}} = \frac{1,586}{1,333} = 1,19,$$

während die Präparate folgende Tabelle geben.

	Verhältnis der Wellenlängen	
Fuchsin	$\frac{560}{550} = 1,018$	Anilin-Alkohol
Kristallviolett	$\frac{605}{585} = 1,034$	
Magdala	$\frac{572,5}{567,5} = 1,008$	
Korallin	$\frac{455}{465} = 0,978$	
Phloxin	$\frac{560}{515} = 1,087$	Anilin-Wasser
Methylenblau	$\frac{675}{665} = 1,015$	

Die Frage, woher solch eine Abweichung rührt, ist vorderhand schwer zu lösen. Zieht man jedoch in Erwägung, daß diese Abweichung

1) Engelmann, Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie 5, 289, 1888.

Farbe Formel	Fuchsin $C_{19}H_{26}N_3ClO_4$		Phloxin $C_{20}H_4Cl_2Br_4O_5K_2$		Magdala		Kristallviolett $C_{25}H_{30}N_3Cl + 8H_2O$		Korallin $C_{19}H_{14}O_3$		Methylenblau $C_{16}H_{18}N_3SCl$	
Dicke d. Küvette Konzentration	3 mm 1 g + 30000 c³		5 mm 1g+15000	2 mm Konz.Lös.	3 mm 1 g + 25000 c³		3 mm 1 g + 100000 c³		5 mm 1 g + 5000 c³		3 mm 1 g + 50000 c³	2 mm
	Alkohol	Anilin	Wasser	Anilin	Alkohol	Anilin	Alkohol	Anilin	Alkohol	Anilin	Wasser	Anilin
Wellenlänge in $\mu\mu$												
690—680											53,5	79
680—670											69,1	(83,6)
670—660											(72,5)	76,4
660—650											69	70,1
650—640	31,7	22,8				20,3	31	27,7			66,7	66
640—630	38,6	25,1		23,6		23,7	37,3	49,9			63,7	63,4
630—620	39,6	28,8		30,7		27,8	42,1	60,4			63,1	57
								75,5				
620—610	40,5	37,3		33,6		28,2	54,7	76,3			64,7	53,3
610—600	45,5	50,3		35,2	17,5	35,1	67,4	(77,1)			61,6	45,7
		65,8										
600—590	46,1	73,5		45,3	31	46,9	78,9	75,8			58,5	33,2
	62,5	80,4		59,6		68,2						
590—580	73	85,5	32,5	66,6	54,8	78,8	(83,1)	75,2			48,2	30,5
	82,1	90,2		81,1	76,9	82,8						
580—570	86	92,6	42,3	86,3	84,1	(84,3)	82,1	73,2			43,1	26,9
	91,1	93,5		90,6	(85,8)	83,8						
570—560	93	93,8 }	55,8	91,7 }	85,5	83,1	81,2	73			37,6	26,4
		93,8 }	70,5	91,6 }								
560—550	94 }	93,2	80,8	89,8	82,6	78,5	78,8	66,5			32	26,1
550—540	94,1 }	92,4	85	86,8	77,4	74,1	78	61,2			29	20
540—530	93,8	91,8	87,5	84,3	76,8	71,1	70	62,8			26	19,3
530—520	92,7	91,2	91	82,7	74,2	68,2	68,2	60,9	33,6	48,7	26	20,1
520—510	92,7	88,8	(92,3)	80,1	68,3	59,6	59,2	48,8	47,7	46,6		
510—500	91,3	87,8	91,3	75,1	61,4	54,8	50		58,4	52,7		
500—490	89	83	89,5	66,8	54,4	51,8	41		63,7	60,3		
490—480	85,3	75,2	83	60,4	46,4	45,2	34		68	68,5		
480—470	76,9	69,5	73,8	58,5	35,8	42,7	34		70,9	72,3		
470—460	69,4	59,1	66,5	57,1	34,5	40,8	30,5		(73,1)	76,4		
460—450	64,7	53	53	52,5	29,8		30,4		71	(78,8)		
450—440	52	48,2	49						66,3	77,8		
440—430	44	38	41,8						59,5	76,5		
430—420		33	34,8						51,6	72		
420—410										63,2		

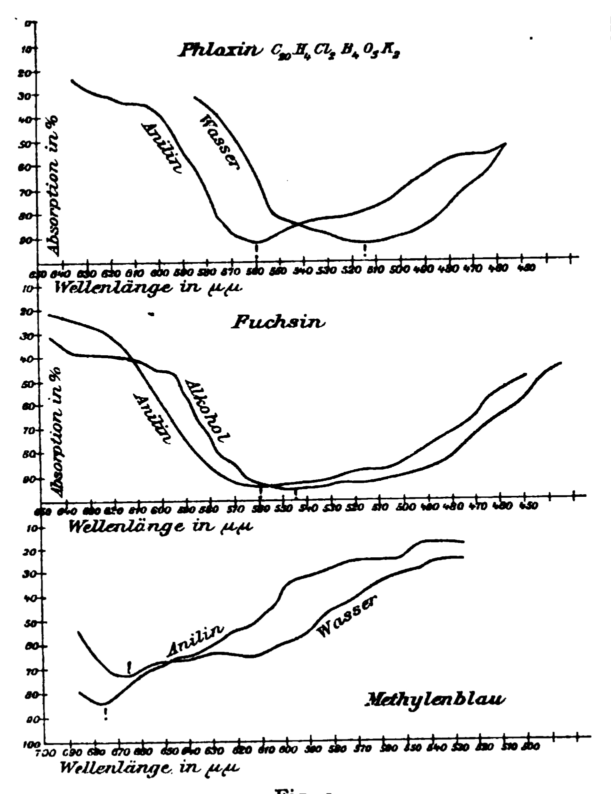


Fig. 1.

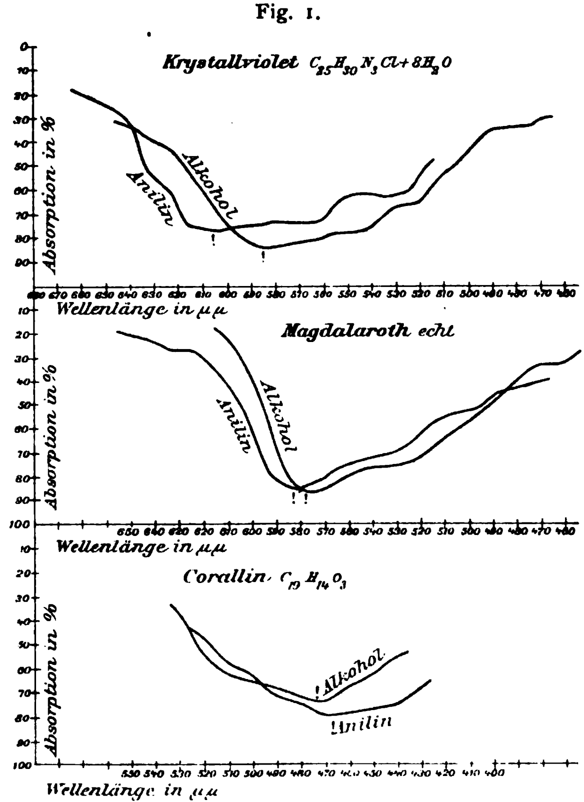


Fig. 2.

nicht für alle Farben die gleiche ist, so kann man annehmen, daß im gegebenen Falle der chemische Zustand der Farbe eine große Rolle spielt.

Außer der Wirkung des Dielektrikums habe ich auch die Veränderung der Absorptionsspektren in bezug auf Konzentration und Dicke der Schicht untersucht.

Angenommen, wir hätten es mit einer Reihe von Resonatoren zu tun, p_1, p_2. p_r bezeichnet die Zahl der freien Schwingungen, die diese Resonatoren in 2π Sekunden machen. Schwingen diese Resonatoren alle zugleich, so verändert sich die Periode der Schwingung eines Resonators nach dem folgenden Gesetz[1]:

$$a_{11}\,\delta(p_1^2) = -p_1^4\left\{\frac{a_{12}^2}{a_{22}(p_2^2-p_1^2)} + \frac{a_{13}^2}{a_{33}(p_3^2-p_1^2)} + \cdots + \frac{a_{1n}^2}{a_{nn}(p_n^2-p_1^2)}\right\},$$

wo a_{pp} der Koeffizient der Selbstinduktion des p^{ten} Resonators, a_{rp} aber der Koeffizient der gegenseitigen Induktion des p^{ten} und r^{ten} Resonators ist. δp_1^2 ist die Veränderung der Anzahl der Schwingungen. Die letzte Größe ist, wie die Formel zeigt, positiv für die Resonatoren, welche im Vergleich zu den andern schneller und negativ für die, welche langsamer schwingen. Außerdem ist sie der vierten Potenz von p_1 proportional, d. h. die Vergrößerung der Zahl der Schwingungen muß größer sein als ihre Verkleinerung.

Wenn wir diese Formel auf Licht anwenden, können wir die Forderungen der Theorie so formulieren:

1. Bei der Vergrößerung der Konzentration in der Lösung ist eine unsymmetrische Erweiterung der Absorptionszone zu erwarten. Die Zone muß sich zum violetten Ende des Spektrums hin mehr erweitern, als zum roten hin.

Ferner: Eine Vergrößerung der Konzentration und eine dieser Konzentration proportionale Vergrößerung der Dicke der Schicht kann man, in bezug auf ihre Eigenschaften, nicht als identisch auffassen, da, obgleich die Zahl der Resonatoren annähernd dieselbe bleibt, der Koeffizient der gemeinsamen Induktion im ersten Falle sich vergrößert, im zweiten aber ungeändert bleibt.

Aus diesem Grunde dürfen wir noch erwarten, daß

2. die Vergrößerung der Konzentration eine größere Verschiebung der Zone hervorruft, als die Vergrößerung der Dicke der Schicht.

Hieraufhin habe ich neun Farben untersucht.

Ich wählte mir eine bestimmte Lösung aus und untersuchte sie bei einer Dicke der Küvette = 2 mm, 3 mm, 5 mm, 10 mm. Hierauf vergrößerte ich in demselben Verhältnisse die Konzentration und untersuchte die Präparate in einer Küvette von 2 mm. Die Resultate sind in folgenden Tabellen angegeben.

1) J. J. Thomson, Recent researches in Electricity and Magnetism. S. 533.



	Kristallviolett $C_{25}H_{30}N_3Cl + 8H_2O$ Alkohol						
		II mm			$\frac{1}{100000}$		
	$\frac{1}{100000}$	$\frac{1}{66666}$	$\frac{1}{40000}$	$\frac{1}{20000}$	III mm	V mm	X mm
680—670							
670—660		17,8	35,1	39	26	29,9	36,9
660—650		21,1	35,1	43,2	32,4	34	38,3
650—640	11,6	27	37,3	43,1	31	33,5	40,2
640—630	16,6	32,7	42,1	45,7	37,3	39	46,5
630—620	16,8	35,3	52,3	58,8	42,1	45,8	59,7
620—610	24,8	50,1	67,6	73,1 81 88,6	54,7	60,8	73,3 80,7 89
610—600	38,1	67,1	80,5	91,7	67,4	77,7	91,8
600—590	57,6	75,4	88,7	94,7	78,9	87,7	95
590—580	(67,2)	(80,8)	90,7	95,7	(83,1)	(91,6)	(96,4)
580—570	62,4	76,9	90,8	96,1	82,1	90,5	95
570—560	57,4	74,7	88,5	96,2	81,2	89,5	94,2
560—550	54,9	72,5	88,2	95,1	78,8	88,6	94,4
550—540	48,3	71,1	87,5	94,2	78	87,7	93,8
540—530	47,3	67,4	83,9	93,4	70	85,6	93
530—520	38,6	60,3	80,6	91,3	68,2	79,6	91,1
520—510	30,1	52,7	68,2	85,9	59,2	72,8	85,9
510—500	23,8	45,9	62,5	76,3	50	64,5	79,4
500—490	13,1	42,9	53	67,4	41	58,2	68,2
490—480	12,6	32,6	45,4	53,7	34	47,9	56,4
480—470	9	24,9	41	41,4	34	39,6	49,4
470—460	6	20,2	33,3	40,6	30,5	39,5	44,5
460—450	5	14,4	34,5	37,1	30,4	36,2	36,2
450—440	5	10	34	36	28	33	36
440—430	5				23	31	32
430—420							

	Indigotin Wasser						
	II mm				$\frac{1}{5000}$		
	$\frac{1}{5000}$	$\frac{1}{3333}$	$\frac{1}{2000}$	$\frac{1}{1000}$	III mm	V mm	X mm
680—670	15	15,9	46,1	66,9	29,3	43,8	63,1
670—660	17,2	45,4	58,4	83,7	45	62,4	77,1
660—650	41	62,6	76,8	90,3	57,6	76,5	90,4
650—640	51,8	75,9	87	93,5	72,1	85,9	93,2
640—630	66,2	84,5	91,2	94,5	81,3	91,1	93,6
630—620	74,1	88,9	93,2	94,6	86,8	93	93,6
620—610	79,3	90,5	93,6	94,6	88,2	93,2	94,5
610—600	(80,2)	(91)	(94,2)	94,9	(89)	(93,9)	(94,8)
600—590	79,2	90	93,4	94,8	87,2	93,2	94,5
590—580	75,5	88,6	93	95	85,6	92	94,4
580—570	68,7	85,8	91,6	94,9	83,2	91	94,4
570—560	65,5	82,7	89,1	94,5	80,1	88,1	94
560—550	64,3	77,9	85,4	93,2	75,5	85,7	93
550—540	57,2	72,5	82,6	91,7	68,7	81,5	91,5
540—530	50,9	63	74,5	88,3	57,1	75,2	86,8
530—520	42,4	59,2	70	83,7	52,2	71,1	81,9
520—510	32,6	53,3	62,3	78,7	49	61,6	75
510—500	31	49,6	59	72,6	46,3	55,9	68,1
500—490	25	45,8	51,9	67,3	40,6	54,1	64,2
490—480	25	43,7	50,6	65,3	36	50,6	60
480—470	21	40,3	50,9	60,8	33	47,7	54,1
470—460		34	50,3	59	31	45,1	49
460—450		29	45	53,1	29	43	47
450—440		27	40	52	30	39	44
440—430		25	36	45	30	35	42
430—420							

	Echtblau Wasser						
	II mm				$\frac{1}{5000}$		
	$\frac{1}{5000}$	$\frac{1}{3333}$	$\frac{1}{2000}$	$\frac{1}{1000}$	III mm	V mm	X mm
680—670	30,4	41,7	63,6	87,9	43,6	55,8	77,8
670—660	42,7	59,5	75,6	92,2	55,6	69,7	85,1
660—650	46,4	69,1	85,3	93,4	69,2	81	92
650—640	51,4	78,4	89,4	94,4	75,3	86,7	92,1
640—630	60,8	84	92,4	94,8	82,2	90,4	94,5
630—620	68,7	87,8	93,1	94,8	85,5	93	94,3
620—610	74,3	90,4	94,5	94,8	89,1	94,2	94,5
610—600	77,4	91,8	94,7	95	90,9	94,1	94,9
600—590	79,1	92,9	94,7	94,9	91,5	94,6	94,9
590—580	(79,7)	92,8	94,6	94,9	(91,7)	(94,8)	95
580—570	78,7	93	94,7	95	91,6	94,2	94,8
570—560	78,5	92,9	94,8	95	91,2	94,3	94,4
560—550	76	92,5	94,7	95	90,9	94,1	94,8
550—540	70,5	90,6	94,7	94,9	88,7	93,5	94,7
540—530	67,1	86,9	93,5	95	83,5	92	94,7
530—520	58,4	83	91,2	94,8	78,7	88,4	93,6
520—510	51,2	73,3	86,1	94,4	70,5	83,4	91,5
510—500	43,2	66,3	78,5	91,1	64,2	75,8	88,6
500—490	39,3	58,9	66,9	86,3	56,6	68,3	79,1
490—480	28,9	42,4	54,8	78,1	47	56,3	70,4
480—470	22	40,9	42,3	65,6	42,8	48,1	55,3
470—460	21,5	35,6	38,5	55,6	36,2	40	45,8
460—450	19,5	33	33,5	45,8	34,3	34,2	43,3
450—440	19	27	30	38,9	31	32	38
440—430	19	24	25	33	33		36
430—420	18	22	24	30	30		

	Methylenblau $C_{16}H_{18}N_3SCl$ Wasser							Wasserblau $C_{38}H_{32}N_4O_9S_3$ Wasser							Fuchsin $C_{19}H_{26}N_3ClO_4$ Alkohol						
	II mm				$\frac{1}{50000}$			II mm				$\frac{1}{5000}$			II mm				$\frac{1}{30000}$		
	$\frac{1}{50000}$	$\frac{1}{33333}$	$\frac{1}{20000}$	$\frac{1}{10000}$	III mm	V mm	X mm	$\frac{1}{5000}$	$\frac{1}{3333}$	$\frac{1}{2000}$	$\frac{1}{1000}$	III mm	V mm	X mm	$\frac{1}{30000}$	$\frac{1}{20000}$	$\frac{1}{12000}$	$\frac{1}{6000}$	III mm	V mm	X mm
690—680	32	50,3	62	70,4	53,5	62,3	74,5														
680—670	43,8	66,7	74,2	86,8	69,1	78,9	89,9	25,3	35,4	57,8	81,5	25,5	31,3	66,4							
670—660	(56,5)	(67,5)	(79,4)	(92,2)	(72,5)	(83,4)	(94)	32	46,3	69,4	89,2	36	43,9	75							
660—650	54,1	66,5	76,5	90,8	69	78,5	92,7	41,2	53,8	77,3	91,2	50,9	59,2	82,9							
650—640	49,6	62,8	75,3	87,8	66,7	76	90,8	51,4	68,4	82,5	94,2	59	72,4	88,4							
640—630	46,9	60,8	75,9	88	63,7	72,4	87,9	56,6	77	86,9	94,4	67,1	77,1	91,2							
630—620	41,4	60,6	78,7	90	63,1	72,7	87,9	64,1	83,7	90,6	95	73,6	81,9	93,2							
			79,6																		
620—610	(42,4)	(64,1)	(82,2)	92,3	(64,7)	(76,1)	(88,9)	68,9	85,9	92,4	95,1	73	85,4	94							
			81,9																		
610—600	41,9	61	79	(93,4)	61,6	71,8	87	72,9	87,1	93	95,3	78,6	87,3	94,1	27,7	38,1	43	55,5	45,5	45,6	50,2
																		65			64
600—590	32,3	55,2	73,9	91,2	58,5	66,3	84,1	73,6	87,7	93,4	95,2	81,9	88,1	94,6	37,3	46,7	53	73,5	46,1	64,7	70
																62	70	83,5	62,5	74	82
590—580	22	49,3	66,5	86,4	48,2	59,8	76,9	74,4	89	93,6	95,2	82,8	88,3	94,8	50,7	69	79	89	73	81	88
															64	80	87	93	82	89	93
580—570	22,8	45,8	56,6	79	43,1	50,6	68,7	(75,4)	(89,9)	(93,9)	95,3	(82,9	(88,4)	94,9	75	85	90	95	86	91,5	95
															85	91	94,5		91		
570—560	18	41,5	43,5	72,8	37,6	45,4	62,5	74,3	89,5	93,7	95,4	82,1	87,5	94,7	89	92	94,5	95	93	94,7	95
															91,4	94				95,1	
560—550	19,9	37,1	37,4	63,8	31,7	38,3	53	73,2	88,4	93	95,4	80,6	85,6	93,8	92,3	94,3	95,1	95,1	94	95,1	95
															(92,7)						
550—540	15,3	34,2	34,7	50,6	29	38,1	46,6	69,3	86,7	92,5	95,8	76,1	83,3	91,8	(92,7)	(94,6)	(95,3)	95,3	(94,1)	(95,1)	95
540—530	16,8	31,4	33	42,5	26	37,9	44,3	62,6	80,6	89,4	95,2	73,8	78	89,5	91	93,8	95,1	95,2	93,8	95	95
530—520		31	32	37,4	26	35	41	60,6	74,3	84,9	94,3	61,4	69,3	86,8	89,5	93,1	95	95,1	92,7	95	95
520—510		30	31	36,8		34	39	51,8	62,7	77,7	91,6	58,7	61,6	82,6	87,2	92,5	94,5	95	92,7	95	94,9
510—500								47,3	54,2	69,5	86,1	53,3	53,2	74,7	85,3	90,6	94	94,7	91,3	94,7	95
500—490								47,6	50	58,3	75,6	44,6	44,7	68,3	81,1	87,4	93,6	95	89	93,4	94,8
490—480								41,5	41,6	50,5	65,8	40	36,1	55,1	73,3	81,6	89,7	94,6	85,3	90,5	94,5
480—470								39,9	41	41,7	50,1	38,7	30,7	44,2	62,9	75,7	82,7	92,2	76,9	87,7	93
470—460															50,4	65,7	71,5	87,4	69,4	80,9	88,1
460—450															43	52,1	62	73	64,7	71	80,9
450—440															32	41	49,6	65	52	64,1	69,2
440—430															24	35	48	56	44	56	61
430—420															22	33	45	42			

Korallin $C_{19}H_{14}O_3$ — Alkohol

	II mm $\frac{1}{5000}$	II mm $\frac{1}{3333}$	II mm $\frac{1}{2000}$	II mm $\frac{1}{1000}$	$\frac{1}{5000}$ III mm	$\frac{1}{5000}$ V mm	$\frac{1}{5000}$ X mm
600—590				19		9	29
590—580				22,4		13	30
580—570			23,2	26,4		17	33
570—560			26,5	33,2		19	38,4
560—550		8,5	30,1	34,8		21	46,4
550—540		12,6	37,4	38,1	9,9	21,8	51,6
540—530	17,8	21,7	38,6	41,1	21,2	29,9	55,6
530—520	22,8	25,7	44,6	61,4	24,9	33,6	65,5
520—510	23	36,1	54,5	76,3	29,9	47,7	77,5
510—500	29,1	39,1	67,4	85,6	38,8	58,4	82,1
500—490	33,4	47,5	76,3	88,5	42,2	63,7	85,2
490—480	35,2	(54,7)	(81,3)	91,3	48,1	68	88,1
480—470	(37,5)	54,2	81	91,2	47,1	70,9	88,3
470—460	34,4	51,4	80,5	90,9	48,1	(73,1)	(88,5)
460—450	31,1	48,3	76,6	89	46,1	71	86,6
450—440	27,9	43,8	74,4	86,9	38,3	66,3	86,9
440—430	23,4	40	68,4	81,5	29,3	59,5	83,1
430—420	14,4	30,2	59,1	74	29,2	51,6	79,2

Phloxin $C_{20}H_4Cl_2Br_4O_5K_2$ — Wasser

	II mm $\frac{1}{15000}$	II mm $\frac{1}{10000}$	II mm $\frac{1}{6000}$	II mm $\frac{1}{3000}$	$\frac{1}{15000}$ III mm	$\frac{1}{15000}$ V mm	$\frac{1}{15000}$ X mm
600—590	14,7	20,7	28,2	35,3			
590—580	15,9	26	29,9	38,4	23,5	32,5	43,2
580—570	19,7	25,7	35,1	41,2	25	42,3	44,4
				53,5			
570—560	35	41,3	49,3	69,3	41,7	55,8	71,2
			65	83,8		70,5	85,7
560—550	50	60,5	75	89	59,2	80,8	89,9
550—540	59,6	74,5	83,2	93	74,5	85	93,2
540—530	64,3	80,4	87,6	94	80,2	87,5	93,6
	73,4						
530—520	77,9	86,5	91,5	94,5	86	91	94,1
520—510	(81,2)	(90,1)	(94,5)	94,6	(89,5)	(92,3)	(94,3)
		88,8					
510—500	76,6	86,2	92,3	(94,8)	86,9	91,3	93,7
500—490	63,1	80,8	87,6	93,2	81,9	89,5	93,6
490—480	49,5	72,4	81,1	90,9	72,5	83	90,2
480—470	36,7	63,5	71,1	85,4	64,7	73,8	86,8
470—460	24,3	51,4	59,5	75,2	54,5	66,5	77,8
460—450	12,4	40,2	47,7	65,3	45	53	66,7
450—440	9	30,5	37,4	47,6	34	49	58,4
440—430	7,5	29,4	32	44,2	25,4	41,8	51,5
430—420	8	27	31	39	22,5	34,8	49

Eosin $C_{20}H_6O_5B_4Na_2$ — Wasser

	II mm $\frac{1}{15000}$	II mm $\frac{1}{10000}$	II mm $\frac{1}{6000}$	II mm $\frac{1}{3000}$	$\frac{1}{15000}$ III mm	$\frac{1}{15000}$ V mm	$\frac{1}{15000}$ X mm
600—590	22,6	29,3	34,2	45	33,6	38,5	42,7
590—580	20,3	28,5	39,7	49,7	31,3	38,8	45,1
580—570	19,9	31,4	37,3	49,7	35,7	39,8	47,7
570—560	22,1	33	41,1	56,6	36,5	39,9	55,4
560—550	16,7	37,6	48,7	64,1	38,2	47	63,1
550—540	15,4	44,4	57,3	76,1	51,9	59,2	72,4
			70,9	87,2			
540—530	47,5	65,7	78,6	91	67,7	76,6	81,7
		80,4	88				
530—520	69,3	85,4	91,6	95	82,3	89,2	94,5
		88,4	92,4				
520—510	(76,1)	88,5	92,3	96	(86,7)	(93,4)	94,7
			91,6				
510—500	68,8	82,8	89,3	96,1	83,5	90,6	94,7
500—490	59,3	71,8	81,2	94	73,8	84,2	92,1
490—480	46,4	62,5	75,9	91,4	67,4	78,8	89,8
480—470	37,2	54,2	65,7	83,9	59,3	69,9	83,7
470—460	31,1	39,7	58,2	74,0	50,5	63,8	74,5
460—450	19,8	31	44,4	63,8	43,3	55,2	63,2
450—440	20	27	34,2	63,8	38,4	48,5	64,8
440—430							
430—420							

Auch hier möchte ich eine graphische Darstellung anführen (Figur 3). Die oberen Kurven beziehen sich auf die verschiedenen

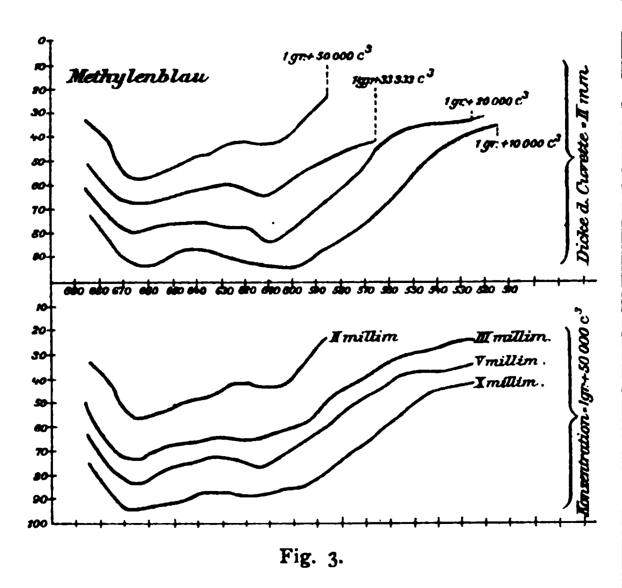


Fig. 3.

Konzentrationen, die unteren auf die verschiedenen Dicken. In den untersuchten Präparaten finden wir die Bestätigung der theoretischen Vermutungen. Im einzelnen ist diese Verschiebung gleich:

	Verschiebung bei 5 mal größerer	
	Konzentration	Dicke
Kristallviolett	15 μμ	—
Indigotin	15 μμ	—
Echtblau	15 μμ	15 μμ
Korallin	—5 μμ	+10 μμ
Phloxin	10 μμ	—
Eosin	5 μμ	5 μμ
Methylenblau	10 μμ	—
Wasserblau	5 μμ	—
Fuchsin	12,5 μμ	7,5 μμ

Als Ausnahme zu der allgemeinen Regel erscheint wiederum dieselbe Substanz, nämlich „Korallin". Diese Farbe besitzt aber bekanntlich eine veränderliche chemische Struktur und diese Abweichung dient daher vielleicht als Beweis dafür, daß die genannte Farbe ihre Beschaffenheit ändert.

Die untersuchten Farben scheinen sich nicht gleich zur Vergrößerung ihrer Konzentration zu verhalten, und an einigen von ihnen bemerken wir eine unbedeutende Verschiebung des Absorptionsmaximums, dafür aber eine sehr unsymmetrische Erweiterung (Methylenblau). Zur andern Gruppe können wir die Farben zählen, deren Maximum sich ziemlich stark verschiebt, ohne daß dabei die Absorptionszone verwaschen wird (Kristallviolett).

Zum Schlusse möchte ich angeben, daß ich bei der ultramikroskopischen Untersuchung die körnige Struktur aller hier erwähnten Lösungen gefunden habe. Es gibt aber bis jetzt keine sichere Methode, die Größenverhältnisse dieser Körnchen zu bestimmen. Deswegen darf man auf Grund der obigen Untersuchungen nur indirekt behaupten, daß die Erscheinungen derart sind, als ob auch in Farbenlösungen optische Resonanz existiere.

Physikalisches Laboratorium der Universität Kiew, 15. Oktober 1907.

(Eingegangen 17. November 1907.)

Über die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.[1])

Bemerkungen zur Abhandlung des Herrn Frederick Soddy.

Von A. Wehnelt.

Herr Soddy schreibt in der betreffenden Abhandlung, daß meine Bemerkungen über den Evakuationsgrad in Entladungsröhren mit glühenden Oxydkathoden den allgemeinen Eindruck hervorgebracht haben, „daß die großen Stromstärken, um die es sich handelt, ganz und gar von den (aus den glühenden Oxyden) ausgetriebenen Elektronen getragen werden und daß sie daher durch jedes auch noch so vollkommene Vakuum hindurch gehen müßten."

Daß ich diese Ansicht nie gehabt habe, geht deutlich aus meiner Arbeit „über den Austritt negativer Ionen (Elektronen) aus glühenden Metallverbindungen und damit zusammenhängende Erscheinungen". Ann. d. Phys. **14**, 425—468, 1904, hervor.

Auf S. 431 der betreffenden Arbeit sage ich:

„In diesem Kapitel seien die Ergebnisse von quantitativen Versuchen über elektrische Strömung in Gasen unter Benutzung heißer Metalloxydelektroden mitgeteilt, wobei zwei Fälle gesondert behandelt sind und zwar 1. die unselbständige Strömung und 2. die selbständige Strömung.

Unter unselbständiger Strömung sei dabei diejenige verstanden, die nur durch das Vorhandensein sekundär erzeugter Ionen [bzw. Elektronen (hier durch glühende Metalloxyde)] aufrecht erhalten wird und die erlischt, sobald die sekundäre Ionenbildung aufhört. Unter selbständiger Strömung hingegen sei diejenige verstanden, die sich durch selbstgeschaffene Ionen unabhängig von etwa vorhandener sekundärer Ionisation aufrecht erhält."

Daß im möglichst guten Vakuum in Röhren mit Oxydkathoden eine rein unselbständige Strömung auftreten kann, der gesamte Strom

1) Frederick Soddy, diese Zeitschr. **9**, 8—10, 1908.

also nur von den aus dem glühenden Oxyde ausgesandten Elektronen getragen werden kann, ist auch jetzt noch meine Ansicht und ergibt sich aus dem Vorhandensein ausgeprägter Sättigungsströme, deren Stärke bei niedrigen (unter 0,1 mm liegenden) Drucken von diesem unabhängig ist.

Steigt der Druck über 0,1 mm, so zeigen die charakteristischen Kurven (V, i-Kurven) keine ausgeprägten Sättigungsströme mehr, sondern deuten diese nur in Wendepunkten an (s. die Fig. S. 443 der oben erwähnten Arbeit). Bei diesen Drucken tritt bereits bei kleinen Potentialdifferenzen (20 Volt), wie ich auf derselben Seite bemerkt habe, Ionisierung durch Ionenstoß ein; aus der unselbständigen wird dann eine selbständige Strömung.

Die Stromstärken, die man bei der reinen Elektronenleitung pro cm^2 glühender Oxydoberfläche im besten Vakuum erhält, sind nur klein. Der größte Wert, den ich bei einer Temperatur von 1367^0 erhielt, war etwa 10^{-2} Amp.

Bei der selbständigen Strömung in verdünnten Gasen liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Hier wird der Strom durch die von ihm selbst erzeugten Ionen bezw. Elektronen getragen. Benutzt man bei dieser Art der Strömung glühende Oxydkathoden, so hat diese nur die Wirkung, je nach ihrer Temperatur den Kathodenfall mehr oder minder herabzusetzen.

In Anlehnung an die Anschauungen von J. J. Thomson[1]) nehme ich an, daß der Potentialfall an der Kathode seine Entstehung einer durch die verschiedene Geschwindigkeit der +-Ionen und Elektronen veranlaßten Verarmung[2]) an letzterem verdankt. Bringt man so viele Elektronen in den dunklen Kathodenraum, daß die Verarmung gerade aufgehoben wird, so ist auch kein Kathodenfall mehr vorhanden.

Die hierzu nötige Zahl von Elektronen ist nur gering gegenüber der Zahl von Ionen und Elektronen, die durch die Strömung selbst in Gase erzeugt werden, wie aus folgenden Resultaten hervorgeht: Bei der selbständigen Strömung in einem Rohr mit Oxydkathode, die auf ca. 1400^0 erhitzt ist, kann man Ströme von ca. 2—3 Ampere für jedes cm^2 glühender Oxydoberfläche hindurchsenden. Der bei der gleichen Temperatur von den aus dem Oxyd austretenden Elektronen getragene Strom beträgt aber, wie oben erwähnt, nur 10^{-2} Ampere. Man ersieht daraus, daß die Verarmung bereits durch Elektronenmengen aufgehoben wird, die nur 3—5 pro Mille des Gesamtstromes tragen.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **47**, 253, 1899.
2) Daß ein Überschuß an +-Elektrizität im dunklen Kathodenraume vorhanden ist, ergibt sich auch aus den Potentialmessungen in diesem. Siehe A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **10**, 569—574, 1903.

Um starke Ströme durch Entladungsröhren zu senden, muß aber immerhin der Druck relativ niedrig sein, da der Potentialgradient auf der positiven Säule schnell mit dem Drucke wächst, wie ich[3]) bereits gefunden hatte und Herr Geiger[4]) durch exaktere Messungen bestätigt hat. Ist der Druck im Rohre jedoch so gering, daß bei kleinen angelegten elektromotorischen Kräften (110 bis 220 Volt) keine Ionisierung durch Ionenstoß eintritt, so kann auch keine selbständige Strömung einsetzen.

In Kathodenstrahlenröhren mit Oxydkathoden muß der Druck auch ziemlich tief gehalten werden, da bei höheren Drucken die Kathodenstrahlen diffus sind und keine scharf begrenzten dünnen Strahlenbündel geben. Auch diese Entladungsform ist eine selbständige, die nur einsetzt, wenn noch so viel Gas vorhanden ist, daß eine starke Ionisierung durch Ionenstoß möglich ist.

3) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **19**, 142, 1906.
4) H. Geiger, Ann. d. Phys. **22**, 1004—1006, 1907.

Berlin, 11. Januar 1908, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. Januar 1907.)

Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen.

Von Ragnar H. Rendahl.

In dieser Zeitschrift[1]) berichten die Herren Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg und Bruno Monasch über eine neue Methode, die Dämpfung schwach gedämpfter funkenloser Kreise zu messen. Die bekannte Methode, den zu messenden Kreis aus einem Funkenkreis, der verhältnismäßig stark gedämpft ist, in loser Kopplung zu erregen und die Ausschläge eines $\frac{1}{t}\int i^2 dt$ anzeigenden Instrumentes vor und nach dem Einschalten eines gemessenen Widerstandes zu vergleichen, wird von den Verfassern als ungenau und besonders bei Messung von geringen Dämpfungen als gänzlich unausreichend hingestellt. Dieser Methode gegenüber stellen die Verfasser eine neue, die darin besteht, daß der zu messende Kreis aus einem kontinuierlich schwingenden Bogenlampenkreis erregt wird und die Dämpfung nach Bjerknes aus der Resonanzkurve bestimmt wird. Daß diese Methode genauer sein soll, als jene, geht nicht aus der fraglichen

1) Diese Zeitschr. **8**, 925, 1907.

Veröffentlichung hervor, denn zur Prüfung der Genauigkeit der Methode haben die Herren gerade die Methode der Einschaltung eines Widerstandes benutzt. Erstens ist in Zahlen nicht angegeben, wie genau die Übereinstimmung war, und zweitens, wenn die Übereinstimmung auch eine vollkommene war, so kann dadurch nur bewiesen werden, daß die neue Methode nicht schlechter ist, als die alte.

Nun könnte wohl die angebliche Ungenauigkeit der alten Methode in der zu großen Dämpfung des Erregerkreises zu suchen sein, aber dies können die Verfasser wohl nicht gemeint haben, denn diese Ungenauigkeit wird ja um so geringer, je kleiner die zu messende Dämpfung ist.

Dagegen ist wohl die Bjerknessche Methode, aus der Resonanzkurve die Dämpfung zu berechnen, nicht ohne weiteres stichhaltig, wenn die Erregerschwingungen nicht eine annähernde Sinusform, sondern eine so große Abweichung von der Sinusform besitzen, wie es bei den Bogenlampenschwingungen der Fall ist. Der hierdurch ev. auftretende Fehler kann natürlich immer kleiner gemacht werden, je loser man die Koppelung zwischen dem erregenden und erregten Kreis macht. Es ist aber deswegen nicht ohne weiteres anzunehmen, daß durch die neue Methode die „von Herrn M. Wien entdeckte Fehlerquelle" sicherer vermieden ist, als durch die alte Methode, jedenfalls kann man bei Benutzung der alten Methode sich auf jeden Fall davon überzeugen, ob der aus dieser Quelle stammende Fehler zu vernachlässigen ist, wenn man einen dritten möglichst empfindlichen Resonanzkreis von dem Erregerkreis aus unabhängig von dem zu untersuchenden Kreis erregt, — ein Verfahren ebenso selbstverständlich, wie daß man auf Konstanz der Spannung achten muß, wenn man aus einer Strommessung einen Widerstand bestimmt. Wie man bei Benutzung der neuen Methode sich von der Größe des ev. Fehlers, der durch die Abweichung von der Sinusform herrührt, orientieren kann, ist leider in dem Artikel nicht angegeben.

Mir scheint deswegen nicht nur nicht bewiesen zu sein, daß die neue Methode „einen wirklichen Fortschritt" darstellt, sondern es bleibt noch zu beweisen, daß sie ebensogut wie die alte ist.

Die Verfasser würden aber meiner Ansicht nach der Hochfrequenztechnik einen wirklichen Dienst leisten, wenn sie wirklich nachweisen, erstens, daß und unter welchen Bedingungen sich kontinuierliche Schwingungen von einer Konstanz innerhalb $\pm 0{,}1$ erzeugen lassen und zweitens, daß unter Benutzung gewöhnlicher Öldrehkondensatoren die Schwingungsenergie für eine so lose Kopplung ausreicht, daß man den Fehler durch Abweichung der Erregerschwingungen von der Sinusform vernachlässigen kann, und drittens, wie man sich von Fall zu Fall überzeugen kann, daß die Kopplung in dieser Hinsicht lose genug ist. Man könnte dann abweichend von der in dem Artikel beschriebenen Methode die Resonanzkurve durch Variation des Erregerkondensators aufnehmen. Damit würde meiner Ansicht nach ein wirklicher Fortschritt getan sein, denn selten kann man wohl in dem zu untersuchenden Kreis über einen stetig variablen Kondensator oder eine stetig variable Selbstinduktion verfügen. Besonders wäre hierdurch eine einfache und sichere Methode gegeben, die Dämpfung eines offenen Schwingungskreises, z. B. einer Antenne, zu messen.

(Eingegangen 4. Januar 1908.)

Die Knickfestigkeit gerader Stäbe.

Von T. v. Kármán.

Die Frage der Knickfestigkeit, d. h. der Stabilität eines auf Druck beanspruchten Stabes hat wohl mehr technisches als physikalisches Interesse; da jedoch das Problem vor einigen Jahren Gegenstand einer längeren theoretischen Debatte in Zeitschriften math.-physikalischen Inhalts[1]) bildete, so möchte ich kurz über eine Versuchsreihe berichten, welche die Frage von der experimentellen Seite beleuchten soll.

Die Knickfestigkeit sehr langer zylindrischer Stäbe wird in der Praxis nach einer der Eulerschen Theorie der „Elastica" entnommenen Formel beurteilt. Es läßt sich nun im voraus erwarten, daß diese Formel nur insoweit brauchbare Werte liefert, als die Bedingung der vollkommenen Elastizität des Materials wenigstens angenähert erfüllt ist. Dies ist aber nur bei sehr schlanken Stäben der Fall, wo die Ausknickung bei Druckbeanspruchungen erfolgt, welche unterhalb der Elastizitätsgrenze des Stabmaterials liegen. Dagegen bei verhältnismäßig kurzen Stäben ist das Material im Augenblicke der Ausknickung lange nicht mehr vollkommen elastisch und es ist nun die Frage wie weit die Stabilitätsverhältnisse bei Materialien, welche einem von dem Hookeschen verschiedenen Formänderungsgesetze gehorchen, verfolgt werden können.

1) Siehe Kübler, Die richtige Knickformel, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 45; Kriemler, Bemerkungen zu diesem Aufsatze, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 46; Pilgrim, Bemerkungen zu diesem Aufsatze, Zeitschr. f. Math. u. Physik, Bd. 46; auch Prandtl, Die richtige Knickformel (Kritik der Küblerschen Arbeit), Z. d. Ver. d. Ing. 1900, S. 1132. Vorliegende Arbeit möge als vorläufige Mitteilung betrachtet werden; ein ausführlicher Bericht soll in einer technischen Zeitschrift gegeben werden.

Die hier zu berichtende Versuchsreihe hatte lediglich den Zweck, diese Frage durch parallele Knick- und Druckversuche an demselben Materiale zu beantworten, wo ich unter Druckversuche schlechthin solche mit ganz kurzen Stäben (Länge = 3—4fache der Stabdicke) verstehe. Der Vergleich der Versuchsergebnisse ist auf Grund der beiden Voraussetzungen durchgeführt, daß

a) bei schwachen Biegungen eines geraden Stabes den Dehnungen der einzelnen Faser dieselben Spannungen entsprechen, welche die Dehnungen bei reinen Druck- bzw. Zugversuchen hervorrufen;

b) daß die Dehnungen der Faser eines leicht gebogenen geraden Stabes angenähert durch den Ansatz sich berechnen lassen, daß die ebenen Querschnitte eben bleiben. (Naviersche Biegungstheorie.)

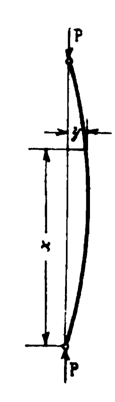


Fig. 1.

Ich bemerke, daß beide Annahmen durch mehrere Forscher für viel größere Ausbiegungen, als welche hier vorkommen, mit guter Annäherung bestätigt wurden.[1]

Wird der Stab durch eine Kraft P zentrisch belastet und soll trotzdem eine Ausbiegung hervorgerufen werden, so hat man für jeden Querschnitt des leicht gebogenen Stabes die Gleichungen

$\int_F \sigma dF = P$ 1. (Resultante der Spannungen)

$\int_F z\sigma dF = Py$ 2. (Gesamtmoment der Spannungen)

zu erfüllen (y die Ausbiegung des Schwerpunktes des Stabquerschnittes, z der Abstand der einzelnen Faser von der durch den Schwerpunkt gehenden Achse des kleinsten Trägheitsmomentes).

Gemäß dem Ansatze b) sind durch die Krümmung der Mittellinie $\frac{1}{\varrho} = -\frac{d^2y}{dx^2}$ (y Ausbiegung, x Koordinate der Schwerpunkte längs der Stabachse) die Dehnungen der einzelnen Faser und mit Rücksichtnahme auf Gl. (1) die Spannungsverteilung im Querschnitte vollkommen bestimmt. Andererseits läßt sich zu jeder Spannungsverteilung das Integral in Gl. (2) (Gesamtmoment der Spannungen) und daher y berechnen. Für jeden Wert der Last P erhalten wir somit eine Reihe zusammengehöriger Werte von $\frac{d^2y}{dx^2}$ und y, d. h. allgemein eine Differentialgleichung für die Mittellinie des Stabes von der Form

$$\frac{d^2y}{dx^2} = f(y). \tag{3}$$

Im Falle vollkommener Elastizität wird die Gleichung (3)

$$\mathfrak{J}E\frac{d^2y}{dx^2} + Py = 0. \tag{3a}$$

($\mathfrak{J}$ kleinstes Trägheitsmoment des Stabquerschnittes, E Elastizitätsmodul), woraus sich mit den Randbedingungen $\left\{\begin{matrix} x=0, y=0 \\ x=l, y=0 \end{matrix}\right\}$ als Gleichgewichtsform für alle Werte P die gerade Linie ($y = 0$), und für einzelne kritische Werte von P die Sinuslinie sich ergibt. Der kleinste dieser kritischen Werte ist gleich

$$P_k = \pi^2 \frac{\mathfrak{J}E}{l^2} \tag{4}$$

(Eulersche Formel).

Im allgemeinen wird die Lösung der Gl. (3) durch die Substitution

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{d}{dy}\left(\frac{1}{2}y'^2\right)$$

auf Quadraturen zurückgeführt und man kann auf Grund des Formänderungsgesetzes — durch graphische oder mechanische Integrationen — die Gleichgewichtsformen für die gebogene Mittellinie ermitteln.

Werden die möglichen Gleichgewichtslagen dadurch dargestellt, daß wir zu jeder Last die Ausbiegungen der Stabmitte zuordnen, so bleibt wohl für jeden Wert P die Gerade $y = 0$, jedoch treten an die Stelle der horizontalen

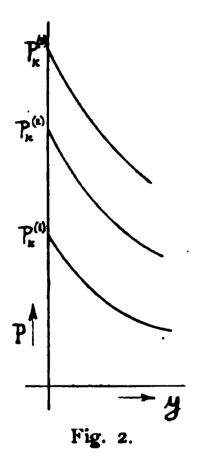


Fig. 2.

1) Zuletzt: E. Meyer, Berechnung der Durchbiegung; diese Zeitschr. 8, 827, 1907.

Geraden $P = P_k$ Kurven, die bei den in Wirklichkeit vorkommenden Formänderungsgesetzen von ihren Verzweigungspunkten ab auf eine Verminderung der Last bei Zunahme der Ausbiegung hinzeigen. Und zwar erfolgt die Abnahme der Last desto rapider, je mehr das Formänderungsgesetz von dem Hookeschen in dem Sinne abweicht, daß dieselben Spannungszuwächse je immer Dehnungszunahmen hervorrufen.

Diese Folgerungen der theoretischen Betrachtung werden durch die Versuche vollauf bestätigt. So stellt Fig. 3 etwa den Typus

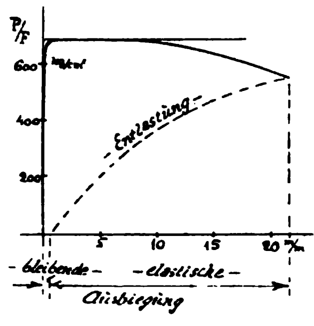


Fig. 3.

der elastischen, Fig. 4 den der unelastischen Knickung dar.

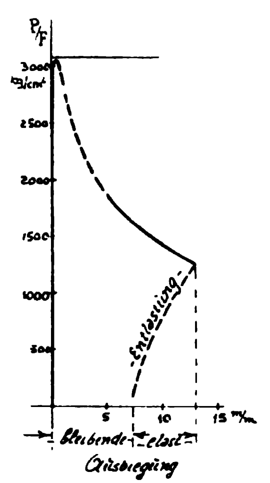


Fig. 4.

Für die Praxis ist nur der erste Verzweigungspunkt des Gleichgewichtsdiagrammes von Wichtigkeit, welcher auch durch die Versuche ermittelt wurde, da infolge kleiner anfänglicher Exzentrizität der Belastung die höheren Verzweigungsprodukte nur in dem Falle erreicht werden können, falls die Ausbiegung künstlich verhindert wird. Für diesen kritischen Punkt läßt sich auch eine geschlossene Formel gewinnen, welche der Eulerschen ganz analog ist.

Zu diesem Zwecke denken wir die Spannung entwickelt in der Nähe der gesuchten „Knickspannung" $\sigma_k = \frac{P_k}{F}$ nach Potenzen von ΔE (Dehnungszuwachs). Für positive $\Delta\varepsilon$ sei

$$\sigma = \sigma_k + M_1 \Delta\varepsilon + \ldots\ldots$$

Da in den entlasteten Fasern (an der inneren Seite des gebogenen Stabes) nur die rein elastischen Formänderungen rückgängig werden, so gilt für negative $\Delta\varepsilon$

$$\sigma = \sigma_k - E\Delta\varepsilon.$$

Für die Stabilitätsbetrachtung darf man sich, ohne an Strenge etwas einzubüßen, bei der Entwicklung auf das erste Glied beschränken und man erhält für die kritische Last den Wert

$$P_k = \pi^2 \frac{JM}{l^2}, \qquad (4a)$$

wo M einen Mittelwert bildet zwischen

$$M_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_+$$

(Modul der gesamten Formänderungen)

und

$$M_2 = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_- = E$$

(Modul der elastischen Formänderungen).

Wie der Mittelwert M zu bilden ist, hängt von der Querschnittsform ab. Für rechteckige Querschnitte gilt

$$M = \frac{4\, M_1 M_2}{M_1 + M_2 + 2\sqrt{M_1 M_2}}.\text{[1]} \qquad (5)$$

Die folgende Zahlentafel gibt einen Vergleich der aus Formel (4a) berechneten und durch die Versuche beobachteten Werte für P_k bzw. $\frac{P_k}{F}$. Die Werte von M_1 und E sind aus genauen Druckversuchen mit Stäben aus demselben Materiale (Martinstahl) ermittelt. Dieselben Werte sind auch in Fig. 5 dargestellt und zwar $\frac{P_k}{F}$ als Funktion von $\frac{l}{i}$ (l Stablänge, i Trägheitsradius des Querschnittes). Durch Einführung von $i^2 = \frac{J}{F}$ wird nämlich die Formel (4a)

1) Ich bemerke, daß Engesser eine ähnliche Formel wie (4a) aufstellt, indem er in die Eulersche statt E einen „Knickmodul" $T = \frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ setzt, welcher Wert unserem M_1 identisch ist. Auf die Hinfälligkeit dieser Schlußweise wurde ich von Herrn Prof. Prandtl aufmerksam gemacht. Considère erkannte ebenfalls, daß Engessers Formel infolge des Umstandes, daß die entlasteten Fasern sich anders als die überbelasteten verhalten, die Knicklast nicht richtig angeben kann. Die richtige Lösung der Frage — welche durch die Formeln (4a) und (5) dargestellt wird, wurde bisher — meines Wissens nach — nicht veröffentlicht. (Engesser, Zeitschrift des hann. Ingenieurvereines 1869. — Considère, Congrès international des procédés de construction 1891, p. 371 usf.)

Zahlentafel.

Stab Nr.	Schlankheit $\frac{l}{i}$	Knickspannung $\frac{P}{F}$ kg/cm² beob.	Knickspannung $\frac{P}{F}$ kg/cm² berechnet	Unterschied v. H.
1	175,8	690	690	0,0
2	146,0	1000	995	+ 0,5
3a u. b	116,5	1595	1580	+ 1,0
4a u. b	102,8	2040	2020	+ 1,0
5	95,2	2500	2525	— 1,0
6	91,5	2310	2335	— 1,1
7a u. b	88,0	2725	2650	+ 2,7
8	82,5	2740	2870	— 4,7
9a u. b	73,2	2950	3065	— 3,7
10a u. b	58,6	3135	3150	— 0,5
11	53,9	3170	3170	0,0
12a u. b	48,3	3020	3190	— 5,3
13	47,6	3060	3210	— 4,6
14a u. b	38,6	3245	3295	— 1,5
15a u. b	28,8	3455	3560	— 2,9
16	25,0	3900	4060	— 4,0

Bemerkung: Bei Stäben mit denselben Abmessungen sind Mittelwerte genommen.

$$\frac{P_k}{F} = \pi^2 \frac{M}{\left(\frac{l}{i}\right)^2},$$

so daß Stäbe in verschiedenen Querschnittsabmessungen in Vergleich gezogen werden können. Das Verhältnis $\left(\frac{l}{i}\right)$, von welchem bei Stäben mit ähnlichen Querschnitten der Wert $\left(\frac{P_k}{F}\right)$ allein abhängt und schlechthin als „Schlankheit" bezeichnet.

Es ist auffallend, daß die Versuchswerte besonders in dem Gebiete zwischen Elastizitäts- und Fließgrenze mehr zerstreut liegen, als in anderen Bereichen. Dies findet seine Erklärung in dem Umstande, daß der Einfluß einer äußerst kleinen anfänglichen Exzentrizität der Drucklast in diesem Bereiche besonders zur Geltung kommt. Ich habe in Fig. 5 die Kurven der verminderten Höchstlast für eine Exzentrizität von $^1/_{1000}$

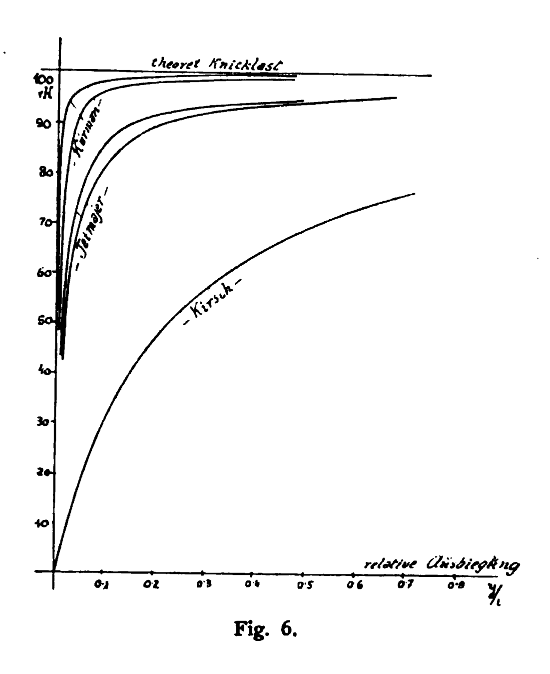


Fig. 6.

bez. $^1/_{200}$ der Stabdicke eingetragen (auf Grund theoretischer Berechnung — die Linien $\eta = {}^1/_{200}$, $\eta = {}^1/_{1000}$) und es zeigt sich, daß die Abweichungen der Versuchswerte innerhalb dieses Bereiches liegen. Es soll auch nicht unerwähnt bleiben, daß die größten Schwankungen im Verhalten des Materials gegen reinen Druck

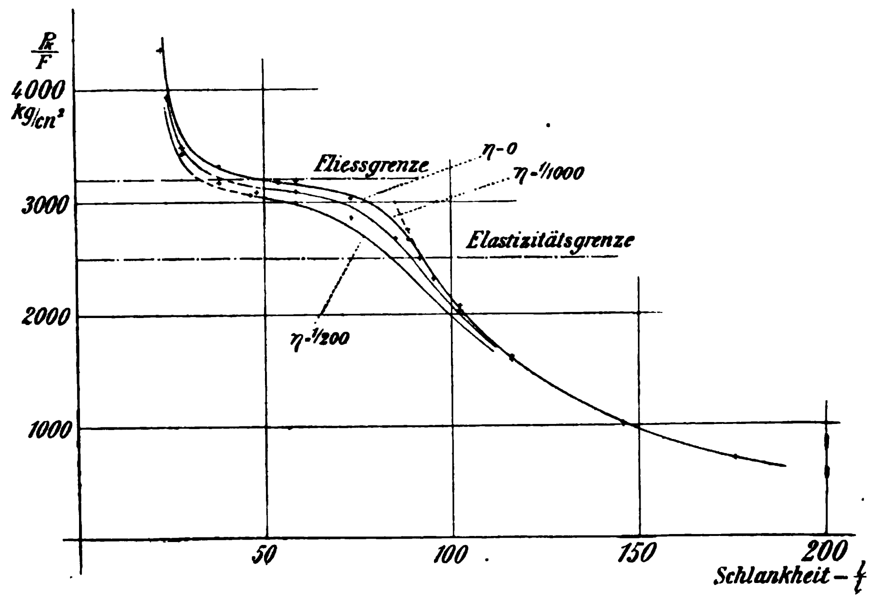


Fig. 5.

ebenfalls in diesem Bereiche zu beobachten waren, obwohl sie allein nicht genügen, die Abweichungen vollständig zu erklären.

Es muß übrigens gesagt werden, daß die anfängliche exzentrische Lage der Drucklast, wenn sie auch nicht vollständig vermieden werden konnte, auf ein erheblich geringeres Maß vermindert wurde, als wie es bei früheren ähnlichen Versuchen der Fall gewesen zu sein scheint. Dies wurde durch eine Anordnung der Druckplatten erreicht, zu welcher mir Herr Prof. Prandtl die erste Anregung gab und welche ermöglichte, die Stäbe erst Probebelastungen zu unterwerfen und dann, ohne sie vollständig zu entlasten, ziemlich genau in die Kraftrichtung zentrisch einzustellen. Die Druckplatten waren zu diesem Zwecke mit Keilen versehen, welche einerseits die Stäbe während des Versuchs in allen Richtungen vollständig festhielten, andererseits ein feines Einstellen noch unter einer geringeren Belastung zuließen. Zum Vergleich zu früheren, teilweise sehr sorgfältig durchgeführten Knickversuchen (z. B. Tetmajer) sei die Figur mitgeteilt, wo die Zunahme der Ausbiegung der Stabmitten in sehr großem Maßstabe dargestellt ist. Die Versuche beziehen sich auf Stäbe von ungefähr gleicher Schlankheit $\left(\frac{l}{i} = 170 - 200\right)$ und es sei noch bemerkt, daß man die anfängliche Exzentrizität dadurch abschätzen kann, daß die Ausbiegung bei ca. 44 v. H. der Höchstlast derselben ungefähr gleichkommt, und etwa bei 60 v. H. den zweifachen Wert erreicht. Als Material dienten 23 Knickstäbe und 6 Druckstäbe aus Martinstahl mit ungefähr 0,5 v. H. Kohlenstoffgehalt. Die Zugfestigkeit des Materials beträgt nach Angabe der Firma Friedrich Krupp in Essen, welche die Probestäbe dem Institute für ang. Mechanik in Göttingen als Geschenk überließ, 6800 kg/cm^2, Bruchdehnung 16,7 %.

Die Stäbe wurden zwischen gehärteten Stahlschneiden eingefaßt. Die Reibung in den Pfannen konnte leider nicht ganz beseitigt werden; dadurch ist es zu erklären, daß einige Werte der Knicklasten — namentlich im elastischen Bereiche — etwas zu hoch liegen. Trotzdem erscheint die Meinung, welche öfters vertreten wird, unbegründet, daß eben die Gesetzmäßigkeiten der Knickerscheinung einer theoretischen Berechnung sich entziehen, da die Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch ebensogut sich erweist, wie bei anderen Festigkeitsversuchen. Vielmehr kann als Ergebnis ausgesprochen werden, daß die Knicklast im elastischen Gebiete durch die Eulersche Formel und im unelastischen Gebiete durch die erweiterte Formel (4a) mit guter Annäherung angegeben wird. Letztere hat jedoch für praktische Rechnungen den Nachteil, daß M und $\sigma_k = \frac{P_k}{F}$ in sehr komplizierter Beziehung stehen, für praktische Zwecke muß daher den empirischen Formeln, wie sie z. B. Tetmajer für einzelne Materialgruppen aus zahlreichen Versuchsreihen ermittelte, der Vorzug gegeben werden.

Göttingen, Institut für ang. Mechanik.

(Eingegangen 19. Dezember 1907.)

BESPRECHUNGEN.

Ernst Mach, Erkenntnis und Irrtum. Skizzen zur Psychologie der Forschung. 2. durchgesehene Aufl. 8° XII u. 474 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. Geh. M. 10,—; geb. M. 11,—.

Die zweite Auflage des großen Machschen Werkes unterscheidet sich von der ersten nur unwesentlich. Vor allem sind in Form von Anmerkungen Verweisungen auf die allmählich in immer reicherem Maße erscheinende neueste naturphilosophische Literatur zugefügt. Eine besondere Empfehlung dieses bedeutenden Werkes des zweifellos größten unter unseren philosophierenden Naturforschern ist wohl überflüssig, und es sei nur noch zur Orientierung über den Inhalt des Buches auf die Besprechung der ersten Auflage hingewiesen.[1] F. Jüttner.

[1] Diese Zeitschr. 7, 614, 1906.

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben v. R. Meyer. XVI. Jahrgang. 1906. gr. 8. XII u. 637 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 16,—, gebunden M. 17,—.

Das Jahrbuch der Chemie für 1906 liegt in Gestalt des üblichen stattlichen Bandes vor; die einzelnen Kapitel wie üblich von bewährten Referenten dargestellt. Empfehlende Begleitworte dem bekannten Werke beizugeben, erübrigt sich an dieser Stelle, darum sei nur auf einen Druckfehler auf S. 121 hingewiesen, wo der Name Abegg fälschlich mit zwei b geschrieben ist. E. Bose.

W. C. D. Whetham, Die Theorie der Experimental-Elektrizität. Aus dem Englischen übersetzt v. G. Siebert. 8. VIII u. 358 S. mit 123 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 8,—, gebunden M. 8,80.

Das vorliegende Buch gehört zu denjenigen, welche ebensogut oder besser nicht ins Deutsche übertragen worden wären. Abgesehen davon, daß es über die behandelten Gegenstände zahlreiche sehr viel bessere Bücher gibt, finden sich an den verschiedensten Stellen des Werkes die merkwürdigsten Fehler und Mißverständnisse. So könnte man z. B. daraus den Eindruck gewinnen, daß die Leistung Nernsts für die Elektrochemie darin bestände, daß derselbe eine Konzentrationskette gemessen hätte. Ferner wird die elektrolytische Dissoziationstheorie derartig behandelt, daß man den Namen Arrhenius vergeblich dabei sucht. Dazu kommt, daß neben den direkten Fehlern, welche dem Autor zur Last fallen, sich häufig Mißverständnisse und dergleichen finden, für deren Übernahme in den deutschen Text der Übersetzer verantwortlich zu machen ist, z. B. „F. Kohlrausch, der jetzige Direktor der Physikalischen Reichsanstalt", ferner die Bezeichnung einer rein schematischen Schaltungsskizze als die gebräuchliche „Form" des Apparats, nicht zu rechnen eine Unmasse von Druckfehlern. E. Bose.

H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. Band 4: Vorlesungen über Elektrodynamik und Theorie des Magnetismus. Herausgegeben von O. Krigar-Menzel und M. Laue. gr. 8. 406 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 16,—.

Mit den vorliegenden Vorlesungen über Elektrodynamik und Magnetismus ist die Herausgabe der Helmholtzschen Vorlesungen entsprechend dem ursprünglichen Plane beendet. Wir begrüßen mit Genugtuung die Vollendung des Werkes, welches nicht nur ein wertvolles Vermächtnis und ein bleibendes Denkmal des großen Meisters, sondern auch ein pietätvolles Zeichen aufrichtigster Anhänglichkeit seitens seiner Schüler ist.

E. Bose.

A. W. Stewart, Stereochemie. Textbooks of Physical Chemistry edited by Sir William Ramsay. gr. 8. XVII u. 383 S. Longmans, Green, and Co. London. 1907.

Die Reihe von Sir William Ramsays „Textbooks of Physical Chemistry" hat durch die Ausgabe des vorliegenden Bandes eine wertvolle Ergänzung erfahren. Die Stereochemie von Stewart ist in durchaus moderner Weise abgefaßt und kann zur Orientierung über das gesamte Gebiet durchaus empfohlen werden.

E. Bose.

Friedrich Ratzel (†), Raum und Zeit in Geographie und Geologie. Naturphilosophische Betrachtungen. Herausgeg. von Paul Barth. VIII u. 177 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. Geh. M. 3,60; geb. M. 4,40. (Natur- und kulturphilosophische Bibliothek, Bd. V.)

Die vorliegende Schrift des verstorbenen Leipziger Geographen behandelt in ihrem ersten kleineren Teile die Bedeutung der Größe des den Lebewesen zu Gebote stehenden Raumes für die Geschichte im allgemeinsten Sinne, in ihrem Hauptteile die Frage, welche Zeitlängen die Kosmologie, Geologie und Entwicklungsgeschichte der Organismen für die Vergangenheit der Erde fordern und wie man hier zu einigermaßen sicheren Ergebnissen gelangen könnte. Die Behandlungsweise des Themas ist nach des Referenten Auffassung naturwissenschaftlich zu nennen, nicht naturphilosophisch; sie bietet jedoch wegen der meist ganz allgemeinen, rein qualitativen Erwägungen für den Physiker nur ein geringeres Interesse, ein weit höheres gewiß für den Geschichtsphilosophen. Hervorzuheben ist noch, daß die Lektüre des Buches sehr angenehm gemacht wird durch die Klarheit und Formvollendung der Sprache. F. Jüttner.

O. Fischer, Kinematik organischer Gelenke. (Die Wissenschaft. Heft 18.) 8. XII u. 261 S. mit 77 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. In Leinen gebunden M. 9,—.

Obwohl das Buch in erster Linie für Anatomen, bzw. Morphologen geschrieben ist, besitzt es doch einen großen Wert auch für Physiker. Es kann für beide Parteien als ein Ausgangspunkt zur Verständigung auf diesem Gebiete dienen, welches weder ausschließlich anatomisch, noch ausschließlich physikalisch oder mathematisch behandelt werden darf, wenn das Verständnis dafür nicht ein einseitiges bleiben soll.

Der Physiker sieht sich hier, um einiges anzuführen, auf die besonderen Eigentümlichkeiten mechanischer organischer Systeme aufmerksam gemacht, wie z. B. die Inkongruenz der artikulierenden Gelenkflächen, ihre Difformierbarkeit und das Vorhandensein von vielen (bis zu 6 oder 7) Graden der Freiheit bei den einzelnen Gliedern.

Die speziell-mathematischen Ausführungen sind mit verschwindenden Ausnahmen durchweg elementar gehalten. G. Wetzel.

O. Lehmann, Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik unter alleiniger Anwendung der gesetzlichen und der damit zusammenhängenden Maßeinheiten. 16. 58 S. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 1,—.

Das kleine Büchlein kann als Formelsammlung und als Repetitorium neben einem Lehrbuche der Physik den Studierenden gute Dienste leisten. Cl. Schaefer.

Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter. Herausgegeben vom Verein Deutscher Ingenieure, bearbeitet von Dr. Hubert Jansen. Lex.-8. XXXII u. 122 S. Berlin-Schöneberg, Langenscheidtsche Verlagsbuchhandlung. 1907. Geh. M. 1,25; geb. M. 1,75.

In weitesten Kreisen hat man längst das Bedürfnis nach einheitlichen Grundsätzen für die Anwendung der neuen amtlichen Rechtschreibung in wissenschaftlichen Veröffentlichungen empfunden. Zuerst von zoologischer und von chemischer Seite wurde im Jahre 1904 der Anstoß zu einer Befriedigung dieses Bedürfnisses gegeben. Da aber der Wunsch vorlag, nicht nur innerhalb eines einzelnen Sondergebietes eine Regelung der Schreibweise herbeizuführen, so wurde dem Schriftleiter des vom Verein Deutscher Ingenieure vorbereiteten Technolexikons, Herrn Dr. Hubert Jansen, nahegelegt, daß der Verein Deutscher Ingenieure es unternehmen möge, im Zusammenwirken mit anderen Vereinen, mit Behörden und Gelehrten eine Vereinbarung über eine einheitliche Schreibung naturwissenschaftlicher und technischer Fachausdrücke anzubahnen, die in weitesten Kreisen Anerkennung finden könnte. Der Verein Deutscher Ingenieure und vor allen Dingen Herr Dr. Hubert Jansen haben mit dankenswerter Bereitwilligkeit diesen Gedanken aufgenommen und große Mittel und bedeutenden Arbeitsaufwand an seine Durchführung gesetzt. Es wurde eine Rechtschreibungskonferenz einberufen, welche am 21. Oktober 1904 und am 4. April 1905 zusammentrat, und an welcher sich zahlreiche Behörden, wissenschaftliche, technische und literarische Gesellschaften, Vereine und Unternehmungen beteiligten. Über die bedeutenden Schwierigkeiten, welche sich der Festsetzung der zu beobachtenden Grundlagen und mehr noch ihrer Durchführung entgegenstellten, gibt das Vorwort zu dem nunmehr fertig vorliegenden Wörterverzeichnis interessante Auskünfte. Seitens aller Beteiligten ist ein Übermaß uneigennützigster und aufopfernder Arbeit geleistet worden, welche nun durch die überaus schnelle Fertigstellung des Wörterverzeichnisses gekrönt worden ist. Auf allen Gebieten der Naturwissenschaft und Technik werden Autoren wie Drucker und Verleger das neu erschienene Buch als einen Wohltäter empfangen, und der verhältnismäßig sehr niedrige Preis wird nicht wenig dazu beitragen, die Beliebtheit des Buches zu erhöhen. Die naturwissenschaftlichen und technischen Autoren sowie die Druckereien können Herrn Dr. Hubert Jansen und seinen Mitarbeitern für ihre gemeinnützige Tätigkeit nicht dankbar genug sein. Max Iklé.

Adreßbuch der deutschen Präzisionsmechanik und Optik und verwandter Berufszweige (Glasinstrumentenindustrie, Elektromechanik.) Zusammengestellt von F. Harrwitz. 3. Aufl. Lex.-8. IV u. 376 u. 56 S. Berlin, Verlag der Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker" (F. & M. Harrwitz). 1906.

Das nunmehr in dritter vollständig neu bearbeiteter Auflage erschienene Adreßbuch der Deutschen Präzisionsmechanik und Optik und verwandter Berufszweige ist ein Hand- und Nachschlagebuch, welches einem vielfach empfundenen Bedürfnis entgegenkommt. Ermöglicht es doch, in wenigen Augenblicken Aufschluß darüber zu erhalten, wer diesen oder jenen Spezialapparat oder Apparatteil fabriziert oder vertreibt, wo dieser oder jener Laboratoriumsbedarfsartikel am schnellsten beschafft werden kann. Das Buch selbst zerfällt in drei Teile, nämlich I. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung der Deutschen Präzisionsmechaniker, Optiker und Glasinstrumentenmacher nach den Firmen; II. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung der Firmen des Teil I nach den Städten, und III. eine alphabetisch geordnete Zusammenstellung dieser Firmen nach den Spezialitäten. Schließlich folgt noch ein ziemlich umfangreicher Inseratenanhang. Daß bei der alphabetischen Anordnung die Umlaute ä, ö, ü als Doppelvokale betrachtet und demgemäß als ae, oe, ue eingeordnet sind, dient allerdings nicht gerade dazu, die Handlichkeit zu erhöhen. Vielleicht wird seitens des Herausgebers erwogen, bei der nächsten Auflage hierin Wandel zu schaffen. Indessen auch in der vorliegenden Form wird das Adreßbuch zu einem unentbehrlichen Bestandteil der Handbibliotheken aller Laboratorien werden. Max Iklé.

P. Eversheim, Die Elektrizität als Licht- und Kraftquelle. („Wissenschaft und Bildung", Bd. 13.) 8. VIII u. 121 S. Leipzig. Quelle & Meyer. 1907. Geh. M. 1.—, geb. M. 1,25.

Wie aus dem Vorwort hervorgeht, ist dieses Büchlein im Anschluß an eine Vorlesung in

den Volkshochschulkursen entstanden. Es ist also für breiteste Schichten, nicht für den Fachwissenschaftler bestimmt. Aus dieser Entstehungsgeschichte wie aus dem Zwecke des Buches erklären sich manche Eigentümlichkeiten, die sonst als Verstöße gegen die „Systematik" anmuten könnten, unter diesem Gesichtspunkte indessen kaum als solche erscheinen. Bei dem sehr kleinem Umfange der Schrift kann man natürlich nicht erwarten, daß der Stoff eine erschöpfende Behandlung erfährt. Der Verfasser will ja auch nur in großen Zügen die Vorgänge bei der Verwertung der Elektrizität als Licht- und Kraftquelle berühren, um sie so dem Verständnis näher zu bringen, und diesen Zweck, glaube ich, dürfte er erreichen.

Es ist ein mißlich Ding um die populäre Darstellung wissenschaftlicher Stoffe. Mir will es scheinen, als sei der Verfasser in seinem Bestreben, verständlich zu werden, zuweilen ein wenig über das Ziel hinausgeraten und gar zu ausführlich geworden. Das mag aber auch wieder in der Entstehungsgeschichte des Buches begründet sein. Jedenfalls ist hier ein „Zuviel" sicherlich besser, als ein „Zuwenig". Einige sprachliche Härten dürften wohl bei einer Neuauflage ausgemerzt werden, ebenso manche der leider sehr zahlreichen Druckfehler.

Noch ein Wort an die Verleger: Auf dem Umschlag lautet der Titel einfach „Elektrizität". Das ist irreführend, denn es wird nur ein Sondergebiet der Elektrizität behandelt. Sonst darf man mit der hübschen Ausstattung des wohlfeilen Bandes durchaus zufrieden sein.

Max Iklé.

K. Hassack u. K. Rosenberg, Die Projektionsapparate, Laternenbilder und Projektionsversuche in ihren Verwendungen im Unterricht. gr. 8. 336 S. mit 308 Abbildungen. Wien, A. Pichlers Witwe & Sohn. 1907.

Obwohl der Referent der Ansicht ist, daß das Projizieren manchmal in übertriebener Weise geübt wird, ja sogar nicht selten Vorführungen von Dingen in einen Vortrag aufgenommen werden, die gar nicht notwendig zum Thema gehören, nur um einige vorhandene Bilder projizieren zu können, so hält er dennoch den Projektionsapparat für ein ausgezeichnetes, ja unentbehrliches Lehrmittel, welches in den Händen tüchtiger Lehrer sehr viel Gutes leisten kann. Dazu ist aber erforderlich, daß der Lehrer den Apparat und seine Bedienung genau kenne, so daß die Vorführungen exakt und ohne Zeitverlust vor sich gehen. Auch ist es notwendig, daß sich der Lehrer die nötigen Bilder beschaffen kann, sei es durch Kenntnis der Bezugsquelle, sei es durch Selbstanfertigung, sowie auch, daß er mit der Projektion von Experimenten vertraut sei. Dagegen gibt es nichts Unerquicklicheres und für die Disziplin der unteren Klassen Schädlicheres als eine nachlässige Projektion mit Zeitverlusten und mißlungenen Demonstrationen, über die sich die liebe Jugend lustig macht. Nur wenn der Lehrer die pädagogische Fähigkeit hat, die Aufmerksamkeit seines Auditoriums während seiner Vorführungen auf den Gegenstand gerichtet zu erhalten, wird er auch im verdunkelten Saale die Disziplin und den Ernst aufrecht erhalten können.

Unter den vielen Schriften, welche sich die Aufgabe stellen, die einschlägigen Kenntnisse zu vermitteln, steht neben dem grundlegenden Werke von Dr. Neuhauß das vorliegende in allererster Reihe. Es enthält wohl alles, was man über Projektion zu wissen braucht und es bringt dieses Wissen in meisterhafter, gründlicher und anregender Weise vor.

Die Verfasser, selbst als ausgezeichnete Schulmänner bewährt und bekannt, haben es verstanden, mit sorgfältiger Benutzung der ausgedehnten Literatur und auf Grund eigener Erfahrungen ein Projektionsbuch zu verfassen, welches dem Lehrer über jede Frage Antwort gibt, die er in dieser Sache stellen kann. Der Apparat in seinen Teilen und in seinen verschiedenen Ausführungen, die Lichtquellen, die Saaleinrichtungen, die Projektionsschirme, die Verdunkelungsvorrichtungen, die Laternbilder, die Projektion naturwissenschaftlicher Objekte, chemischer und physikalischer Experimente nebst Literaturangaben und Bezugsadressen, selbst mit Preisangaben — das alles findet man in übersichtlicher und zweckentsprechender Weise zusammengestellt und durch zahlreiche schöne Abbildungen erläutert. Das Buch kann also allen, welche mit Projektion zu tun haben oder haben sollten, bestens empfohlen werden.

Graz, 25. Okt. 1907. L. Pfaundler.

A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik. Autorisierte deutsche Ausgabe übersetzt von H. Konen. 8. XIV u. 413 S. mit 2 Tafeln und 185 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 12.—.

Der Übersetzer hat sich unstreitig ein Verdienst erworben, indem er uns ein so originelles Buch wie die Schustersche „Optik" in deutscher Sprache zugänglich machte. Das Buch zerfällt in einen elementaren und einen höheren Teil; in dem ersteren kommt man ohne Kenntnis der Gleichungen der Dynamik

und mit bemerkenswert geringen mathematischen Kenntnissen aus. Der zweite Teil ist als eine Einführung in die höheren Zweige der Optik gedacht. Besonders wertvoll sind die Kap. 5 (Diffraktion des Lichtes), 6 (Diffraktionsgitter), 7 (Theorie der optischen Instrumente), sowie Kapitel 14 (Die Natur des Lichtes). Darin werden besonders die Methoden und Resultate von Lord Rayleigh auseinandergesetzt. Man darf in der Tat mit dem Übersetzer wünschen und hoffen, „daß das Buch dazu beitrage, die deutschen Studierenden mehr als bisher zum Studium der Schriften Rayleighs hinzuführen." — Die beiden Tafeln mit Interferenzkurven lassen zu wünschen übrig, sonst ist Druck und Ausstattung gut. Die Übersetzung ist tadellos.

Cl. Schaefer.

Briefkasten.

Ein elektrochemisches Chronoskop. [1])

An der zitierten Stelle wird mitgeteilt, daß der von mir in Dresden vorgeführte Apparat bereits vor fast 20 Jahren erfunden worden ist, und zwar von Prof. A. Parragh in Kecskemèt. In bezug auf das Prinzip der Zeitmessung auf elektrolytischem Wege muß ich die Priorität des genannten Herrn unbedingt anerkennen. Daß jene ziemlich weit zurückliegende Veröffentlichung leicht übersehen werden konnte, dürfte zugegeben werden, zumal sich weitere Arbeiten nicht angeschlossen zu haben scheinen. Was die besondere Form des Parraghschen und meines Instrumentes angeht, so glaube ich, daß das letztere einige wesentliche Vorzüge aufweist, die ein genaueres und bequemeres Arbeiten ermöglichen. Ich behalte mir vor, die Form des von mir vorgeführten Apparates, sowie einige mit ihm angestellte Versuche demnächst genauer zu besprechen.

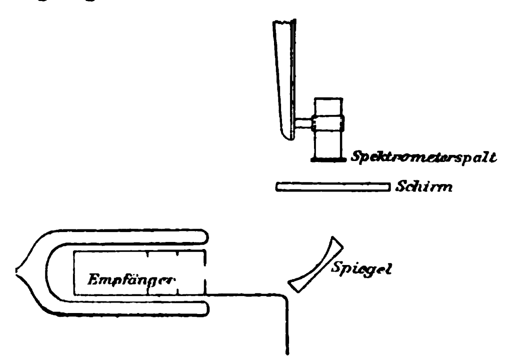
1) Antwort auf die Briefkastennotiz in dies. Zeitschr. 8, 912, 1907.

Posen, den 7. Januar 1908. P. Spies.

(Eingegangen 8. Januar 1908.)

Berichtigung.

In der Arbeit des Herrn W. W. Coblentz „Strahlung bei Zimmertemperatur" im zweiten Hefte dieses Jahrganges (9, 64, 1908) ist leider die Figur auf Seite 65 verzeichnet. Die berichtigte Figur, deren Einfügung an die betreffende Stelle das Erscheinen des Heftes zu sehr verzögert haben würde, gelangt nunmehr hier zum Abdruck.



Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Erich Lehmann für Chemie des Lichtes, speziell Farbenphotographie.

Ernannt: Der Direktor der Sternwarte zu Toulouse Professor Dr. Benjamin Baillaud zum Direktor der Sternwarte in Paris (Berichtigung der Mitteilung auf S. 48 bez. Guillaume Bigourdan).

Verliehen: Den o. Professoren der Physik an der Universität Berlin Dr. Max Planck und Dr. Heinrich Rubens und dem o. Professor der Astronomie und Mathematik an der Universität Halle Dr. Albert Wangerin der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule zu München Dr. Georg Rohde und dem Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Ing. Erich Beckmann der Titel eines a. o. Professors.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Astronomie an der Universität Princeton Charles Augustus Young.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 6 am 1. März 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
W. Lohmann, Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien. S. 145.
R. W. Wood, Anomale magnetische Rotationsdispersion des Neodyms. S. 148.
K. v. Wesendonk, Über das Swan-sche Spektrum. S. 151.
Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 37: A. Battelli, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. V. S. 154.
No. 38: A. Battelli u. L. Magri, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern. S. 156.
Chr. Ries, Lichtempfindlichkeit des Selens. S. 164.
E. Bose u. F. Conrat, Über die Viskositäts-Anomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten. S. 169.
Besprechungen:
E. Sommerfeldt, Physikalische Kristallographie. S. 173.
R. Lüpke, Grundzüge der Elektrochemie auf experimenteller Basis. S. 174.
A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität. S. 174.
H. Woods, Äther. S. 174.
F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung. S. 175.
H. A. Lorentz, Lehrbuch der Physik. S. 175.
H. A. Lorentz, Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung. S. 175.
Frick's physikalische Technik. II 1. S. 175.
L. Graetz, Die Elektrizität. S. 175.
G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen. S. 176.
O. Dziobek, Die Grundlagen der Mechanik. S. 176.
E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. S. 176.
Berichtigung. S. 176.
Tagesereignisse. S. 176.
Personalien. S. 176.
Gesuche. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien.

Von W. Lohmann.

Die neueren Untersuchungen über das Zeeman-Phänomen[1]) haben eine Reihe von merkwürdigen Ergebnissen geliefert und eigenartige Beziehungen aufgedeckt.

Die vorliegende Arbeit bezweckt, eine eigentümliche Vermutung betreffs des magnetischen Verhaltens der Heliumlinien zu klären.

Ich hatte bereits früher[1]) nachgewiesen, daß bei der Untersuchung im Stufengitter $\left(\text{Auflösungsvermögen } \frac{\lambda}{\delta\lambda} = 345\,000 \text{ für } D_1\right)$ bis zu 20000 Gauß Feldstärke die Hauptlinien des sichtbaren Spektrums in Tripletts zerfallen, welche sämtlich ungefähr die gleiche Trennung aufweisen. Eine nähere Betrachtung der Resultate zeigt, daß dieser Trennung gerade jenes Fundamentaltriplett zugrunde liegen wird, auf welches sich die Rungesche Regel bei den komplizierten Erscheinungen des Zeeman-Phänomens stützt.

Die frühere Versuchsanordnung, Stellung des Stromfadens der Heliumröhre parallel zum Kollimatorspalt des Stufengitters, welche den Zweck verfolgt, möglichst homogene und starke Magnetfelder zu erzielen, hatte den Nachteil, daß die Entladung an die Röhrenwand gedrängt wurde, und daß infolge der Erhitzung des Heliums eine Verbreiterung der Linien eintrat, welche sich beim Ausmessen der Platten durch starke Abweichung der Ergebnisse voneinander bemerkbar machte. Da nunmehr auf die Stärke der Magnetfelder kein

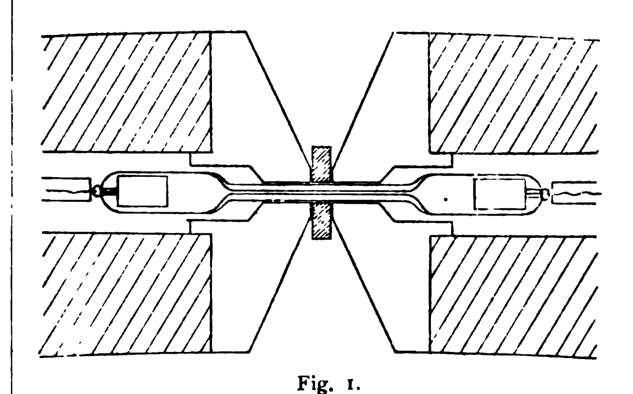


Fig. 1.

Wert mehr gelegt zu werden brauchte, war es möglich, durch Einfügung der Heliumröhre (Plückerform mit *Al*-Zylinderelektroden) in den Magneten, den Stromfaden parallel den Kraftlinien übertreten zu lassen und dadurch eine größere Schärfe der Linien zu erhalten.

Besonders angefertigte, passend durchbohrte und längs der Zeichenebene zerschnittene Vorsatzstücke (s. Fig. 1) nehmen die Heliumröhre

1) W. Miller, Ann. d. Phys. **24**, 105—136, 1907; W. Lohmann, Inaug.-Diss. Halle a. S., 1907; s. auch Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie, 1908; C. Runge, diese Zeitschr. **8**, 232—237, 1907.

auf, deren Stromzuleitung durch die Durchbohrung des Magnetkerns geschieht. Zum Konstanthalten des Polabstandes und zum Zusammenhalten der einzelnen Vorsatzstücke diente eine in der Richtung auf den Spalt ausgebohrte Messingplatte. Für die Aufnahme der schwächeren sichtbaren Heliumlinien ($\lambda = 7065$, 5048 und 4388) verwendete ich ein Paar kleinerer Polschuhe ähnlicher Art, da nur einige kleinere der verfügbaren Heliumröhren diese Wellenlängen lichtstark genug gaben.

Zum sicheren Nachweis der Gleichheit oder Ungleichheit der Zerlegungen der Heliumlinien machte ich die Aufnahmen für eine Anzahl derselben stets bei konstant gehaltener Feldstärke und unter vollkommen unveränderten Bedingungen. Fehler durch nicht zutreffende Magnetfeldbestimmungen werden dadurch ausgeschaltet. Auf die absoluten Feldstärken für die einzelnen Beobachtungsreihen könnte man aus der Trennung von Linien bekannten magnetischen Verhaltens Rückschlüsse ziehen. Jedoch ist bei der gegebenen Anordnung und der optischen Verwendbarkeit des Stufengitters diese Bestimmung sehr erschwert. Es ist daher das geeignetste, die Magnetfelder auch hier direkt zu bestimmen, was ich nach Entfernung der Spektralröhre und achtsamer Wiederzusammensetzung der Polschuhe in früher dargestellter Weise ausführte. Die Feldstärken wurden nur für die größeren Polschuhe gemessen. Wurden diese, unten in der Tabelle angegebenen Feldstärken als Abszissen, die dazugehörigen Mittelwerte der Trennungen $\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot \mathrm{cm}^{-1}\right)$ als Ordinaten aufgetragen, so ergab sich (vergl. Fig. 2) Proportionalität. Hiernach konnten sodann die Feldstärken für die kleineren Polschuhe berechnet werden.

Die Ergebnisse der Arbeit sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die erste Vertikalreihe gibt die Wellenlängen der untersuchten Linien in Ångström-Einheiten, die übrigen die magnetischen Trennungen derselben in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt

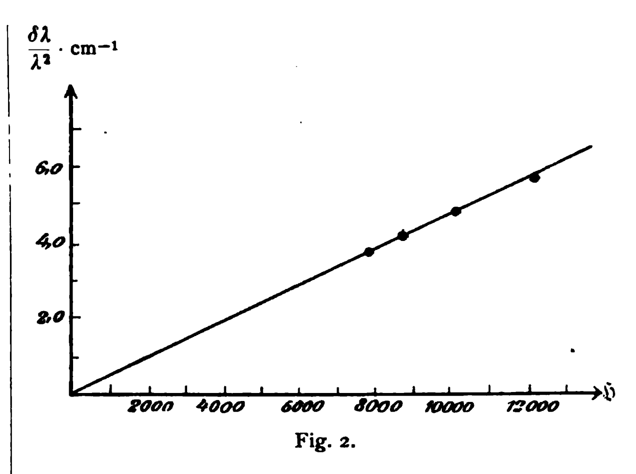


Fig. 2.

als $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot \mathrm{cm}^{-1}$. (Abstand der Außenkomponenten der Tripletts von der Mittellinie.) Jede Reihe entspricht einer bestimmten Feldstärke, die am Kopf der Kolumne steht. Bei manchen Linien sind mehrfache Aufnahmen gemacht, deren Mittelwert angegeben ist. Die Abweichung vom Mittel ist gering und beträgt nie mehr als $+0{,}03$.

Der [?] Wert ist bei der Mittelbildung vernachlässigt. Die Expositionszeiten wechselten von 15 Minuten bis zu $2^1/_2$ Stunden. Die schwächeren Linien ($\lambda = 7065$, 5048 und 4388) waren für das Auge kaum sichtbar. Die qualitativen Zerlegungen von $\lambda = 7065$ und 4388, welche ich in meiner Dissertation noch nicht behandelt habe, sind natürlich auch Triplett-trennungen.

Die Tabelle läßt die Ergebnisse klar hervortreten. Es finden die bereits ausgesprochenen Vermutungen ihre Bestätigung. Alle untersuchten Heliumlinien zeigen bei der gleichen Feldstärke die gleiche Trennung in der Skala der Schwingungszahlen. Für die gelbe Heliumlinie ($\lambda = 5876$) ist, wie auch früher, die Trennung mitunter etwas kleiner gefunden, aber hier treten ja die Störungen durch die komplexe Struktur stark hervor. In quantitativer Hinsicht entspricht bei Berücksichtigung der Magnetfeldbestimmungen von

λ	7874		8817		10060		12170	ℌ (Gauß) bestimmt
		8201		9920		10778		ℌ (Gauß) berechnet
7065		3,88				5,09		$\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot$ cm—1
6678	3,72		4,11	4,68	4,73		5,67	
5876		3,84		4,67		5,04		
5048						5,09		
5016	3,725	3,87	4,12	4,68	4.74	5,08	5,71	
4922	3,72		4,10	4,61	4,73		5,68	
4713	3,755		4,11	4,67	[4,85?]	-	5,68	
4472	3,76		4,15	4,66	4,75		5,67	
4388				4,67				
Mittel:	3,74	3,86	4,12	4,67	4,735	5,075	5,68	

Frl. Stettenheimer[1]) die gemeinsame Trennung der Heliumlinien tatsächlich dem Normalabstande (a), welcher der Rungeschen Regel zugrunde liegt ($a = 4,74$).

Das Ergebnis überrascht im Gegensatz zu der wohlgeordneten Kompliziertheit der Sternlinien durch die auffallende Einfachheit der Beziehungen. Hier erfüllt sich zum ersten Male das, was Lorentz und Zeeman auf Grund der Elektronentheorie erwartet und vorausgesagt hatten — gleiche magnetische Zerlegung für alle Wellenlängen — mit der Modifikation allerdings, daß die Trennungen in der Skala der Schwingungszahlen gegeben sind. Auf das abweichende Verhalten der Trabanten im Heliumspektrum werde ich weiter unten zu sprechen kommen.

Das erstaunlich einfache Resultat befestigt die Ansicht von der Ausnahmestellung des Heliums unter den Elementen. Der Aufbau der emittierenden Heliumatome muß angesichts der gefundenen Tatsache für alle Wellenlängen ein entsprechender sein. Und daß gerade als Trennung das Fundamentaltriplett, jener Normaltypus des Zeeman-Phänomens, vorliegt, das deutet an, daß wir es in den Heliumatomen mit jenen Gebilden zu tun haben, welchen der normalste, vielleicht einfachste Bau unter den emittierenden Atomen aller Elemente zukommt. Unter den obwaltenden Umständen sind erfolgreiche Untersuchungen des Doppler-Effektes in den Heliumkanalstrahlen von großem Werte. Die Angaben von Stark[2]) über die maximale Verschiebung beim Doppler-Effekt von *He* $\lambda = 5876$ und 4472 erscheinen mir zunächst noch nicht verwertbar.

Eine bemerkenswerte Beleuchtung erfährt durch die Ergebnisse das magnetische Verhalten der Serienlinien. Miller hat an der Hand von Untersuchungen über den Zeeman-Effekt klar gelegt, daß die Prestonsche Regel in der ersten Nebenserie von *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Zn*, *Cd* und *Hg* nicht in der Gesamtheit der Fälle, sondern nur vereinzelt gilt. Beim Helium zeigt sich, daß hier die Serieneinteilung, falls sie noch aufrecht erhalten werden kann, in recht eigenartiger Beziehung zum Zeeman-Effekt steht. Die untersuchten Linien enthalten Vertreter aller sechs von Runge und Paschen aufgestellten Serien. Es tritt nicht das gewöhnliche komplizierte Verhalten der Serienlinien auf, sondern es ergibt sich für alle Serien gemeinsam der Grundtypus des Zeeman-Phänomens.

Vermittels direkter Okularbeobachtung und auf Grund der Erscheinungen im magnetischen Felde war es mir früher gelungen, die komplexe Struktur der gelben Heliumlinie ($\lambda = 5875,618$) nachzuweisen und zu zeigen, daß außer dem schon längst bekannten Haupttrabanten ($\lambda = 5875,965$) sich der Hauptlinie ein Trabant mit etwas größerer Wellenlänge dicht anschließt. Für diesen Trabanten wie auch für den Haupttrabanten hatten sich eigentümliche Trennungen im Magnetfelde ergaben. Vermöge der jetzt so sehr verbesserten Lichtquelle bin ich in den Stand gesetzt, die damaligen Beobachtungen in einfacherer Weise zu deuten.

Als Trennung des Haupttrabanten hatte ich ein Oktett vermutet, von dem sieben Komponenten sicher festgestellt waren und auch jetzt wieder beobachtet wurden. Nur scheint die siebente Komponente, welche der fehlenden achten entsprach, nicht dem Haupttrabanten anzugehören. In der Tat trennen sich die früher beschriebenen inneren Dupletts (vergl. Diss. S. 36—37) nicht symmetrisch zur ursprünglichen Wellenlänge. Die Trennung der Komponente kleinerer (—) Wellenlänge ist bedeutend größer. Es tritt, wie ich jetzt feststellen konnte, nur eine eben merkliche Verschiebung der ungestörten Linie nach der Seite der größeren (+) Wellenlängen ein und zwar trifft dies Verhalten für beide Arten der polarisierten Strahlen zu. Als Trennung im Magnetfelde erhalte ich also für den Haupttrabanten ein Sextett statt des früher vermuteten Oktetts, ein parallel und ein gleiches senkrecht schwingendes Triplett von Komponenten, die mit dem Fundamentaltriplett der übrigen Heliumlinien genau quantitativ gleiche Trennung haben. Dabei ist hervorzuheben, daß die unsymmetrische Intensitätsverteilung der Komponenten, wie sie die Fig. 3 wiedergibt, auffällt

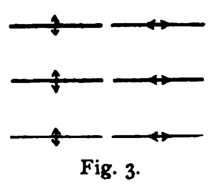


Fig. 3.

und vor allem die erwähnte (+) Verschiebung der ungestörten Wellenlänge, die, wenn sie auch nicht beträchtlich, so doch immerhin merklich ist. Eine sichere Erklärung hierfür habe ich noch nicht gefunden, wohl aber möchte ich mit Vorbehalt die Bemerkung einflechten, daß mir sehr oft auch dieser Haupttrabant komplex (aus 2 verschiedenen Trabanten) zusammengesetzt erschien, ohne daß ich aus Mangel an erhärtenden Belegen die Beobachtung auszusprechen wagte. Eine Selbstumkehr kann, nach dem Zeeman-Phänomen zu urteilen, nicht angenommen werden. Auch über die beobachtete siebente Komponente, die sehr schwach ist, kann vorläufig nichts Bestimmtes

1) Ann. d. Phys. **24**, 384—396, 1907.
2) Diese Zeitschr. **8**, 397—402, 1907.

ausgesagt werden. Ob etwa ein Geist vorliegt oder eine andere Deutung möglich ist, muß dahingestellt bleiben. Jedenfalls gehört sie nicht der obigen Zerlegung an.

Etwas ganz Ähnliches wie beim Haupttrabanten liegt beim Nebentrabanten der Hauptlinie vor. Auch hier erscheint die ursprüngliche Wellenlänge im Magnetfelde etwas (+) seitwärts gerückt. Dadurch war ich verleitet, bei den parallelen Schwingungen ein Mittelduplett anzunehmen, dessen (—) Komponente von der Mittelkomponente des Haupttripletts ($\lambda = 5875,618$) verdeckt wird. Dieses vermutete Mittelduplett, von dem ich nur eine Komponente tatsächlich sah, besteht also lediglich aus dieser einen, aber etwas (+) verschobenen Komponente. Die Trennung des der Hauptlinie eng anliegenden Trabanten ergibt sich also auch als Sextett, welches bis auf die Intensitäten (Fig. 4) dem Sextett des Haupttrabanten gleich gebaut ist.

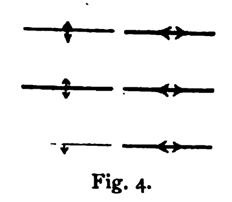


Fig. 4.

Ein zweites seltsames Resultat stellt sich also in diesen Zerlegungen vor. Die magnetischen Trennungen des Haupt- und Nebentrabanten von $\lambda = 5876$ bestehen aus 6 Komponenten, einem parallel und einem gleichen senkrecht schwingenden Triplett, deren Trennungen genau dem Fundamentaltriplett der Hauptlinie entsprechen. Die Einheitlichkeit der Zerlegungen der Heliumlinien ist hiermit in gewisser Weise aufrecht erhalten.

Es ist interessant, daß die qualitativ gleichen Zerlegungen der gelben Hauptlinien von *He*($\lambda = 5876$), *Ne*($\lambda = 5853$) und *Kr*($\lambda = 5871$) sich wahrscheinlich auch quantitativ gleich verhalten. Für *He* und *Ne* ist das festgestellt (vergl. Diss. S. 58); der von mir gefundene Wert beim *Kr* ist vermutlich zu hoch bemessen, da die einzige photographische Aufnahme der Linie, welche ich erhalten konnte, sehr schwach und dürftig ausgefallen und selbst mit einem nur schwach vergrößernden Mikroskop nicht ausmeßbar war.

Zum Schluß habe ich den Trabanten der blauen Heliumlinie ($\lambda = 4713$) noch mehrmals ohne Magnetfeld aufgenommen und den Abstand von der Hauptlinie zu 0,233 A.E. bestimmt, welchen Runge und Paschen zu 0,224 A.E. gefunden hatten.

Großen Dank schulde ich für diese Untersuchungen dem Direktor des physikalischen Instituts Herrn Geheimrat Prof. Dr. Dorn, der die Arbeiten mit dem größten Interesse förderte und mir in zuvorkommendster Weise die Apparate des Instituts zur Verfügung stellte. Auch Herrn Prof. Dr. Stark bin ich für seine liebenswürdigen Ratschläge zu bestem Danke verpflichtet.

Halle a. S., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 7. Januar 1908.)

Anomale magnetische Rotationsdispersion des Neodyms.

Von R. W. Wood.

Es ist viel darüber diskutiert worden, ob in der Nachbarschaft der Absorptionsbanden der seltenen Erden anomale Dispersion der Rotationspolarisation auftritt. Durch die Arbeiten von Bates und durch meine eigenen scheint über allen Zweifel hinaus der Beweis erbracht zu sein, daß die Anilinfarbstoffe die Erscheinung nicht zeigen, wie von Schmauß behauptet worden war, der Kurven veröffentlichte, welche anscheinend sehr ausgeprägte Anomalien an den Absorptionsbanden zeigten. Schmauß untersuchte auch die magnetische Drehung von Lösungen der seltenen Erden [1]) und fand in allen Fällen eine abnorme Zunahme der Drehung auf der roten Seite der Banden und eine abnorme Abnahme auf der blauen Seite, wie bei der gewöhnlichen anomalen Dispersion. Bates war nicht imstande, irgendwelche Anomalien zu finden, dagegen schien eine von mir vorgenommene Untersuchung einer Lösung von Praseodym wenigstens in gewissem Grade die Ergebnisse von Schmauß zu bestätigen. [2])

Wie ich in meiner früheren Arbeit betont habe, war es wegen der großen experimentellen Schwierigkeiten schwer, Ergebnisse zu erlangen, zu denen man absolutes Vertrauen haben konnte. Ich hatte kein Präzisionspolarimeter und war genötigt, nur mit einem Paar Nicols zu arbeiten und die Drehung der Polarisationsebene nach der Auslöschungsmethode zu bestimmen.

Könnte man mit Drehungen von hinreichender Größe arbeiten, so daß man eine dunkle Bande im Spektrum des durchgelassenen Lichtes zu erhalten vermöchte, so könnte man die Ergebnisse für zuverlässig erachten. Das ist mir nun endlich gelungen. Zu meiner großen Überraschung ist jedoch bei der einen Bande, welche ich sorgfältig untersucht habe, die Anomalie dieselbe wie bei Natriumdampf; das heißt, die

1) Ann. d. Phys. (4) **10**, 853, 1903.
2) Phil. Mag., Mai 1905; diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.

Drehung wächst sehr schnell, wenn man sich der Absorptionsbande von der Seite der kurzen Wellenlänge her nähert. Es hat sich als möglich erwiesen, die Nicols auf Auslöschung einzustellen und das Wiederauftreten des Lichtes in der Nähe der Absorptionsbande durch Erregung des Magnets zu bewirken, wie das so schön mit dem nichtleuchtenden Dampfe von metallischem Natrium sich machen läßt.[1]) Das ist ein positiver Beweis dafür, daß die Erscheinung besteht, und es ist mir sogar gelungen, das Spektrum des wiederauftretenden Lichtes zu photographieren.

Das Neodymnitrat wurde in Gestalt einer festen amorphen und isotropen Schicht hergestellt, die zwischen zwei sehr dünne Deckgläser gepreßt wurde. Das Nitrat wurde aus dem Ammoniumdoppelsalz durch Ausfällen mit Oxalsäure, Glühen und Behandlung mit Salpetersäure bereitet.

Das säurefrei gemachte Nitrat wurde bis zur Konsistenz von Sirup eingekocht; in diesem Zustand erstarrt ein auf einen Glasstreifen gebrachter Tropfen augenblicklich ohne Kristallisation zu einer glasartigen Perle, eine Tatsache, welche Anderson im Verlauf seiner Untersuchungen über die Absorptionsspektren der seltenen Erden gefunden hat. Ich stellte aus dieser Substanz zwischen erwärmten Glasplatten ein Prisma von ca. 40° her und habe damit die anomale Dispersion an der Absorptionsbande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. entdeckt, wozu ich mit Lösungen, selbst mit kompensierten Prismen, nie imstande gewesen bin.

Die Schichten sind durchaus nicht schwer herzustellen. Man erwärmt die Deckgläschen und preßt einen kleinen Tropfen der geschmolzenen Substanz zwischen ihnen aus. Wenn Kristallisation eintritt, so ist das ein Zeichen dafür, daß die Lösung nicht genügend eingekocht worden ist. Ich verwandte Schichtdicken von 0,1 bis 0,5 mm und erhielt die besten Ergebnisse bei mäßiger Dicke.

Ich ließ das Licht einer Bogenlampe durch ein Nicol und die Kerne eines großen Ruhmkorffschen Magnets, zwischen dessen Polen die Schicht angebracht war, dann durch ein zweites Nicol gehen, und konzentrierte es danach auf den Spalt eines Spektroskops. Die Nicols wurden auf Auslöschung eingestellt, was bis auf ein Zehntel Grad genau geschehen konnte; dann wurde der Magnet erregt. Sofort erfolgte ein Wiedererscheinen des Lichtes bei den dicksten Schichten über das ganze Spektrum hin, doch war die Intensität am größten in der Nähe der Absorptionsbande. Bei dünneren Schichten war das Wiedererscheinen auf die unmittelbare Nachbarschaft der Bande begrenzt, und eine helle und sehr schmale Linie leuchtete hervor, die genau mit dem Zentrum der Absorptionsbande zusammenfiel und auf jeder Seite schwächere Banden aufwies (siehe Fig. 1). Der Sinn der Drehung war dem der von einer zwischen die Magnetpole gestellten Glasplatte hervorgebrachten entgegengesetzt und ihr Betrag ungefähr viermal so groß. Ich kam

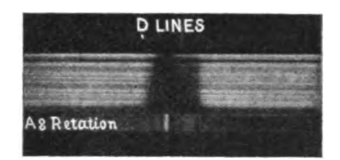


Fig. 1.

sogleich auf den Gedanken, daß man das, was wir die Drehung der Substanz als Ganzes (das heißt die Drehung durch die ultraroten und die ultravioletten Elektronen) nennen können, durch Anwendung von Glasplatten der erforderlichen Dicke praktisch kompensieren könnte, so daß nur ein Effekt zurückblieb, der einzig und allein von den Absorptionsbanden herrührte, welche in die Grenzen des sichtbaren Spektrums hineinfielen. Diese Methode wurde auch in einem Teile der Arbeit mit Erfolg angewandt, obschon ihre Anwendung anscheinend keine besonderen Vorteile bot.

Wenn die Nicols auf Auslöschung eingestellt sind, und das Licht im Elektroskop durch Erregung des Magnets wieder hergestellt wird, so tritt bekanntlich im roten Ende des Spektrums eine dunkle Bande auf und bewegt sich nach dem Violett zu, wenn man den Analysator in dem Sinne dreht, in welchem die Drehung der Polarisationsebene erfolgt ist. Das bedeutet natürlich, daß die Drehung mit abnehmender Wellenlänge wächst. Bei der Neodymschicht erwies sich das Gegenteil als zutreffend, denn die Bande bewegte sich vom Blau auf das Gelb zu, bis sie in die Absorptionsbande hineingetrieben wurde und sich verlor, ein Zeichen dafür, daß die Drehung auf der kurzwelligen Seite der Bande abnorm groß ist, gerade wie beim Natriumdampf. Auf der roten Seite war kein sehr ausgeprägter Effekt zu sehen.

Wir wollen nun einige der Effekte, welche an Schichten von verschiedener Dicke zu sehen sind, im einzelnen untersuchen.

Die zu besprechenden Erscheinungen treten bei der Absorptionsbande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. auf, und da das Aussehen der Bande von dem, welches die Lösungen des Salzes zeigen, ein wenig verschieden ist, so

1) Macaluso e Corbino, Lincei Rendic. (5) 7, 293 — Wood, Magnetic Rotation of Sodium Vapor, Phil. Mag., Okt. 1905 sowie 1907.

schien es am besten, sie zu photographieren. Ich preßte eine Schicht zwischen zwei Glasplatten in Gestalt eines sehr spitzen Prismas. Wenn ich dieses vor einen mit weißem Licht beleuchteten Spektrographen brachte, so lieferte es eine Photographie, welche die tatsächliche Gestalt der Absorptionskurve zeigte. Wie man sieht (vgl. Fig. 1), ist die Absorptionsbande doppelt und besteht aus einer stärkeren mit dem Mittelpunkt bei 5790 Å.-E. und einer schwächeren dicht daneben auf der blauen Seite. Ein Baryum-Eisenbogen wurde als Vergleichsspektrum auf derselben Platte aufgenommen.

Wenn man eine sehr dünne Schicht zwischen die Magnetpole bringt und den Strom schließt, so ist das Wiederauftreten des Lichtes nur in der unmittelbaren Nachbarschaft der Absorptionsbande wahrnehmbar. Eine helle und ziemlich enge (ungefähr 12 Å.-E. breite) Bande erscheint genau im Mittelpunkt der Absorptionsbande, das heißt bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. Auf ihrer blauen Seite erscheint eine schwächere und breitere Bande mitten zwischen den beiden Absorptionsbanden, während noch weiter hin noch eine andere mit der schwächeren der beiden Absorptionsbanden zusammenfallende Bande vorhanden ist.

Ich habe von diesem „magnetischen Spektrum" eine photographische Aufnahme gemacht, doch ist deren Maßstab zu klein, um eine gute Wiedergabe zu gestatten. Ich habe deshalb nach ihr eine genaue Zeichnung im selben Maßstabe wie das Absorptionsspektrum angefertigt.

Der Polarisationszustand in diesem magnetischen Spektrum scheint höchst eigentümlich zu sein. Wenn der Analysator um einen oder zwei Grad in der Richtung gedreht wird, in welcher die Drehung erfolgt ist, so bewegt sich die helle Bande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. deutlich nach dem Blau hin, während eine Drehung des Nicols im entgegengesetzten Sinne eine Wanderung gegen das Rot hin veranlaßt.

Wenn wir dieses Verhalten der Bande durch die Annahme einer gewissen Verteilung geradlinig polarisierten Lichtes in ihr zu erklären versuchen, so finden wir, daß wir im Mittelpunkte der Bande eine Diskontinuität in der Lage der Polarisationsebene haben. Mir scheint die Sachlage wahrscheinlicher so zu sein, wie in Fig. 2 dargestellt, so nämlich, daß die Polarisation im Mittelpunkte der Bande zirkular ist, und zu beiden Seiten der Bande durch elliptische Polarisation hindurch in (entgegengesetzt geneigte) geradlinige Polarisation übergeht. Das bedeutet natürlich, daß die beiden zirkularen Komponenten der geradlinigen Schwingung, welche infolge ihrer ungleichen Geschwindigkeit in dem magnetisierten Medium die Drehung

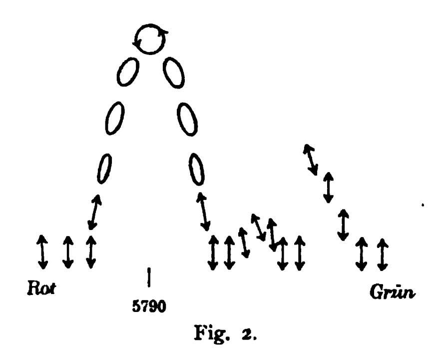


Fig. 2.

der Polarisationsebene hervorbringen, verschieden stark absorbiert werden, eine Erscheinung, welche Cotton an natürlich aktiven Körpern beobachtet hat.

Auf Grund einer sehr sorgfältigen Untersuchung des Spektrums und des Verschiebungssinnes der dunklen und hellen Zonen in diesem neige ich dazu, die Drehungen so aufzufassen, wie es Fig. 2 darstellt, wenn die einfallenden Schwingungen vertikal sind.

Mit einer dickeren Schicht kann man im Grün sehr starke anomale Drehung beobachten. Nach der Wiedererregung des Lichtes durch das Magnetfeld bewegt sich, wenn der Analysator in dem Sinne gedreht wird, in welchem die Polarisationsebene gedreht worden ist, eine breite dunkle Bande aus dem blaugrünen Spektralgebiet auf die Absorptionsbande im Gelb zu und wird enger, während sie entlang schreitet, bis sie in dem Augenblick, wo sie die Kante der Absorptionsbande erreicht, so eng ist, daß sie kaum noch sichtbar ist. Das ist natürlich ein Zeichen dafür, daß die Kurve der magnetischen Drehung bei Annäherung an die Absorptionsbande von der blauen Seite her sehr steil wird, genau wie beim Natriumdampf (siehe Fig. 3).

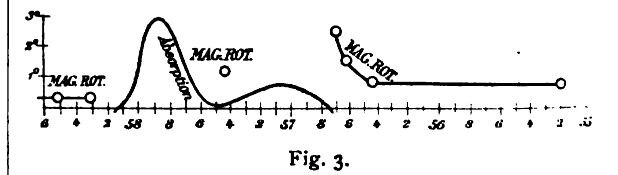


Fig. 3.

Wie die Kurve auf der anderen Seite der Absorptionsbande verläuft, vermag ich nicht festzustellen. Die Drehung ist anscheinend ungefähr dieselbe wie im blaugrünen Gebiet und von demselben Vorzeichen, indessen konnten bei Drehung des Nicols keine sicheren Anzeichen irgendwelcher Wanderung unterschieden werden. Die Kurve ist offenbar auf der roten Seite nicht so steil, sonst könnte man die Bande der Auslöschung sicherlich in der Nachbarschaft der Absorptionsbande entdecken. Soweit sich dies bestimmen ließ, löschte eine Drehung des Nicols den roten

und den gelben Teil des Spektrums gleichzeitig aus; dabei ist die schwache Andeutung einer von der roten Seite her kommenden dunklen Bande aller Wahrscheinlichkeit nach eine Täuschung, denn bekanntlich scheint die Auslöschung an dem schwach sichtbaren Ende eines Spektrums anzufangen, selbst wenn dieses gleichmäßig ausgelöscht wird.

Wir müssen uns gegenwärtig halten, daß wir hier Drehungen beobachten, die von einem Paar von Absorptionsbanden herrühren, die sich möglicherweise verschieden verhalten, das heißt, sie können einander für Wellenlängen auf der blauen Seite in ihrer Wirkung unterstützen und einander für Wellenlängen auf der roten Seite entgegenwirken. Wenn beispielsweise die stärkere Bande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. für die roten Wellen positive Drehung und für die grünen negative Drehung ergäbe, und die schwächere Bande sowohl für die roten als auch für die grünen Wellen negative Drehung ergäbe, so wäre das Fehlen einer scharf ausgeprägten Auslöschungsbande auf der roten Seite sofort erklärt. Beide Typen von Rotationskurven sind nach Drude, der angenommenen Grundhypothese gemäß, theoretisch möglich. Der zweite Typus ist bekanntlich für Natriumdampf charakteristisch.

Ich bin gegenwärtig damit beschäftigt, eine Reihe solcher Schichten für Herrn Dr. Bates vom Bureau of Standards anzufertigen. Herr Dr. Bates beabsichtigt, sie mit einem großen und sehr genauen Polarimeter zu untersuchen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Über das Swansche Spektrum.

Von K. von Wesendonk.

Das vielfach untersuchte, nach dem englischen Forscher Swan häufig benannte Spektrum wird bekanntlich zurzeit kaum mehr dem Kohlenwasserstoff zugeschrieben, man hat sich auf die verschiedenste Weise überzeugt, daß sein Auftreten von der Gegenwart von Wasserstoff im höchsten Maße unabhängig ist.[1]) Man faßte daher wohl allgemein die Swanschen Banden als dem Kohlenstoff zugehörig auf, und zwar, da dieselben an ein Verbindungsspektrum erinnern, schrieb man sie einem Komplexe von Kohleatomen zu. Nun haben aber Stokes und besonders Smithells[2]) mit vielen guten Gründen die Anschauung vertreten, daß das Swansche Spektrum nicht dem Elemente C, sondern dem Kohlenoxyd angehöre, während das bisher dem CO zugeschriebene Spektrum ein solches der Kohlensäure sei. Bisher hatte man angenommen, daß wenn in Kohlensäure enthaltenden, von elektrischen Entladungen durchsetzten Vakuumröhren das betreffende CO-Spektrum sich zeigte, dies dadurch geschehe, daß die CO_2 in Kohlenoxyd und Sauerstoff zerlegt werde. Smithells nimmt nun umgekehrt an, daß wenn in mit Kohlenoxyd gefüllten Vakuumröhren dieses sogenannte CO-Spektrum sich zeigt, solches vielmehr deshalb eintrete, weil das CO in CO_2 und C umgesetzt werde, während, wenn das Swansche Spektrum erscheine, daselbe von leuchtendem Kohlenoxyd selbst herrühre. Diese Auffassung scheint indessen, nach Verfassers früheren Versuchen[1]), nicht ganz wahrscheinlich, denn es geben auch in Kohlenoxyd kondensierte Entladungen (Funkenresp. Flaschenentladungen) das Swansche Spektrum, während gewöhnliche Induktorentladungen ein CO-Spektrum zu liefern vermögen, welches mit dem unter ähnlichen Bedingungen in Kohlensäure erhaltenen fast ganz übereinstimmt. Nun wäre es aber eigentümlich, anzunehmen, daß die kondensierten Entladungen das Kohlenoxyd unverändert zum Leuchten brächten, sind doch starke Funkenentladungen bekanntlich so sehr geeignet, Dissoziationen und chemische Umsetzungen hervorzurufen, während man auf der anderen Seite die Ansicht haben müßte, die gewöhnlichen Entladungen seien besonders geeignet, das Kohlenoxyd in Kohlensäure und Kohlenstoff zu transformieren. Man wird vielmehr wohl eher geneigt sein anzunehmen, die kondensierten Entladungen schieden aus dem durchsetzten Gase Kohlenstoff ab und erregten ihn zum Leuchten. Bei der Kohlensäure muß man dann allerdings zugeben, die gewöhnlichen Entladungen seien imstande, sie in CO und O zu zerlegen.[2]) Nach den Versuchen der Herren Collie[3]) und Gehlhoff[4]) ist das aber durchaus keine unwahrscheinliche Annahme. Ersterer konstatierte direkt eine schnelle Zersetzung der Kohlensäure in Vakuumröhren, letzterer zeigte, daß wenn man, nach einem von Herrn Warburg ange-

1) Man sehe z. B. Beibl. **7**, 288, 1883; ferner Smithells Philos. Mag., April 1901 (The spectra of Carbon Compounds), S. 476—503; s. speziell S. 487. Wir werden auf diese Abhandlung des Herrn Smithells in Zukunft einfach durch l. c. hinweisen.

2) Die eben erwähnte Abhandlung ist der Begründung dieser Auffassung gewidmet.

1) Wied. Ann. **17**, 463, 1882. Es besteht da allerdings ein gewisser Widerspruch anscheinend mit den Angaben von Smithells, l. c., S. 491.

2) Indes ohne anzunehmen kondensierte Entladungen lieferten Spektra der unzersetzten CO_2.

3) Collie, Journ. of Chem. Soc., 1901, S. 1063—1069. Danach soll CO_2 in wenigen Sekunden bei geringem Drucke (bis zu 5 mm) durch gewöhnliche Entladungen bis zu 70% zersetzt werden in CO und O. Solche Untersuchungen sollten mit spezieller Rücksicht auf die Art der Entladungen und der Ursache der chemischen Umsetzungen (ob thermisch, ob kathodisch etc.) durchgeführt werden.

4) Ann. d. Phys. **24**, 553—578, 1907.

gebenen Verfahren, das Spektrum des wenig dissoziierten Glases beobachtet, man in der Tat ein besonderes Kohlensäurespektrum erhält, welches seinerzeit schon von dem Herrn Plücker angedeutet worden ist. Smithells[1]) vermochte von diesem Spektrum nichts zu bemerken und glaubte daher wohl über die Kohlensäure frei verfügen zu können. Übrigens beobachtete Herr Gehlhoff bei Kohlenoxyd (l. c., S. 561) deutliche Abscheidung von Kohle, wenn das Gas von elektrischen Entladungen passiert wurde, so daß es nicht wunderbar erscheint, wenn man in Kohlenoxyd enthaltenden Vakuumröhren relativ leicht das Swansche Spektrum bekommt, falls dieses der Kohle selbst angehört. Bei Kohlensäure heißt es dagegen (S. 565), eine Ausscheidung von Kohle an der Kathode wurde erst nach sehr langem Arbeiten bemerkt. Herr Smithells[2]) glaubt allerdings nachweisen zu können, daß Entladungen zwischen Kohlenelektroden in einer Atmosphäre von genügend reinem Wasserstoff kein Swansches Spektrum zu liefern vermögen, aber es ist stets zu bedenken, daß nicht jede Art von Entladung das Swansche Spektrum zu geben braucht, es müssen eben wahrscheinlich gewisse Komplexe von Kohleatomen wenigstens vorübergehend freigemacht und auch zum Leuchten gebracht werden, wofür das Eintreten dazu geeigneter Entladungen erforderlich scheint. Herr Konen[3]) hat in einer interessanten Abhandlung die Gründe für und wider die Auffassung des englischen Chemikers, welche er übrigens als ihm sympathisch bezeichnet, eingehend diskutiert und kommt zu dem Schlusse, daß Herrn Smithells Beweise durchaus nicht völlig zwingend sind. Selbst die Versuche der Herren Baly und Syers[4]), wonach in möglichst reinem Cyangas kein Swansches Spektrum sich mehr zeigt, erscheinen nicht als entscheidend, da man doch nicht wisse, ob die geeignete Zerlegung des Gases durch die Entladung erfolge. Aber auch neuere, Herrn Smithells Ansichten widersprechende Versuche[5]) seien nicht als endgültig anzusehen.

Das Swansche Spektrum tritt bekanntlich deutlich im inneren Kegel der entleuchteten Bunsenflamme auf, besonders hell z. B. in einem Teclubrenner oder einem ähnlichen, gebläseartig wirkenden Brenner, am schönsten nach Eder und Valenta[6]) in einem Sauerstoff-Leuchtgasgebläse. An den leuchtenden Flammen degeneriert dieser innere Kegel zu einem den unteren Teil der Flamme umfassenden, ziemlich intensiv blau leuchtenden kelchartigen Gebilde, das noch immer mehr oder minder deutlich das Swansche Spektrum zeigt. Man kann dieses daher bei den verschiedenartigsten Leuchtflammen mehr oder minder auffallend wahrnehmen[1]), so z. B. recht schön bei Acetylenlicht und Paraffinkerze, auch noch bei der Benzinflamme, weniger gut bei Leuchtgas, Wachskerze, Stearinkerze, karburiertem Wasserstoff, Weingeist und endlich der Terpentinölflamme. In dem untersten Teil der letzteren, welche bekanntlich fast ganz mit leuchtenden Kohlenpartikeln erfüllt ist, kann man immer noch deutlich das Swansche Spektrum erkennen. Herr Smithells[2]) und in neuerer Zeit besonders die Herren Haber und Richardt[3]) haben nun bekanntlich dargetan, daß in dem inneren Kegel des Bunsenbrenners sich hauptsächlich eine Art Wassergasgemisch bildet, also ein Gemenge von Kohlenoxyd, Wasserstoff, Kohlensäure und Wasser, wenigstens den hier wichtigsten Hauptbestandteilen nach.[4]) In dem äußeren Kegel der Bunsenflamme verbrennt dann weiter das Kohlenoxyd und der Wasserstoff völlig zu Kohlensäure und Wasser, dabei kann sich dann aber nur ein kontinuierliches Spektrum zeigen, was ja auch die Beobachtungen an der Bunsenflamme bestätigen. Bei der Leuchtflamme ist die Wassergasbildung auf den oben erwähnten blauen Kelch beschränkt, während in dem die ganze Flamme umgebenden lilafarbenen Saume die Verbrennung von Kohlenoxyd und Wasserstoff statthat. Das Swansche Spektrum soll nun der Kohlenoxydbildung seine Entstehung verdanken. Wie nämlich verbrennender Wasserstoff nicht das Wasserstoffspektrum, sondern das des Wassers liefere, so soll auch verbrennende Kohle nicht ein Kohlespektrum, sondern ein solches des Kohlenoxyds ergeben. Aber in seiner Rede vor der British Association für 1907 hat Herr Smithells[5]) doch selbst darauf hingewiesen, wie ein aus seiner Verbindung abgeschiedenes Metallatom das ihm entsprechende Spektrum zu liefern vermöge.[6]) „Das Intervall der Ab-

1) l. c., S. 488.
2) l. c., S. 496—499.
3) Ann. d. Phys. **9**, 755—766, 1902.
4) Phil. Mag. (6) **2**. 386—396, 1901.
5) Beibl. **31**, 286, 1907.
6) Spektralanalyse der Leuchtgasflamme. Sonderabdruck a. d. 67. Bande der Denkschrift der Wiener Akademie. Wien 1898 (Karl Gerold Sohn). Es heißt da S. 2: Wir ließen Sauerstoff unter dem Drucke von $^1/_2$—$3^1/_4$ Atmosphären mittels eines Linnemannschen Gebläses in Leuchtgas treten, so daß ein heller blauer Flammenkegel entstand, welcher das in Rede stehende Spektrum am deutlichsten aussendete, während die obere farblose Partie nur das Oxhydrogen-Spektrum gibt.

1) Beobachtet wurde bei den hier vorliegenden Versuchen mit einem größeren Taschenspektroskop à vision direct und einem einfachen Bunsenschen Spektroskop.
2) Journ. of Chem. Soc. März **61/62**, 204—226, 1892.
3) Zeitschr. f. Anorg. Chem. **38**, 5—64, 1904.
4) In der lebhaften Verbrennungszone des inneren Kegels findet aber auch stets eine energische Zerlegung von *CH*-Verbindungen statt, die doch recht geeignet erscheint, ein Kohlespektrum zu geben.
5) Naturw. Rundschau **22**, 623, 1907.
6) Die hier entwickelten Ansichten stehen allerdings im

trennung des Metallatoms mag außerordentlich kurz sein, aber es muß doch daran erinnert werden, daß selbst eine so kurze Zeit, wie das Intervall zwischen den molekularen Zusammenstößen, in einem Gase bei hoher Temperatur noch genügt für die Emission von Tausenden ungestörter charakteristischer Schwingungen." Warum sollte denn das nicht auch bei Kohlenverbindungen anzunehmen sein und könnten da nicht wenn auch nur kurze Zeit frei werdende Kohlenatome oder Atomkomplexe ihr charakteristisches Spektrum liefern?

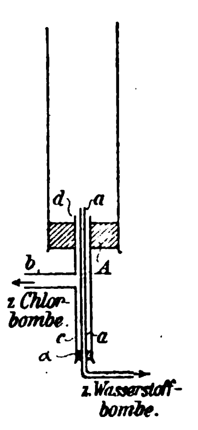
Wenn man eine leuchtende Leuchtgasflamme im Sauerstoff brennen läßt, so nimmt sie bekanntlich an Helligkeit sehr zu und ist, besonders bei reichlicher Sauerstoffzufuhr, von einer schön blauen, ziemlich breiten Aureole ganz umgeben. Diese entspricht offenbar dem blauen Saume, der bekanntlich die Leuchtflammen in Luft außen umgibt, und ist also die Stelle, wo wesentlich Kohlenoxyd und Wasserstoff verbrennen, und weist denn auch nur ein kontinuierliches Spektrum auf. Die in Luft brennende Leuchtgasflamme gibt unten bekanntlich die Swanschen Banden, in der im Sauerstoff brennenden dagegen zeigt der untere dunkle Teil nichts davon, es fehlt allerdings auch der blaue Kelch. Anders wenn die Flamme ganz dünn ist, das Gas einer ganz feinen Öffnung (Platinspitze) entströmt, dann bildet sich ein helleuchtender, grünlichweißer Kegel, der wiederum von einem blauen äußeren Kegel völlig umhüllt ist, welcher ein kontinuierliches Spektrum zeigt. Der erstere, welcher ganz dem inneren Kegel der Bunsenflamme entspricht, gibt dagegen sehr schön das Swansche Spektrum. Der Teil der Flamme, welcher in Luft die eigentlich leuchtende Partie darstellt, ist dagegen gänzlich verschwunden. Ebenso zeigt sich sehr schön das Swansche Spektrum an den blauen Gebieten, welche in der Leuchtgasflamme entstehen, falls man in diese einen Sauerstoffstrahl hineinbläst. Wenn man hingegen die sogen. umgekehrte, d. h. die in Leuchtgas brennende Sauerstoffflamme [1]) untersuchte, so war wiederum nichts Bestimmtes von einem Swanschen Spektrum zu entdecken, obwohl die Flamme ziemlich hell leuchtete. Der in das Leuchtgas hineinströmende verbrennende Sauerstoff erzeugte wiederum einen schönen helleuchtenden blauen Kegel (der oben genannten blauen Aureole entsprechend), den eine grünlich leuchtende Hülle ganz umgab, keiner der beiden Teile zeigte aber die Swanschen Banden bestimmt. Die im Leuchtgas brennende umgekehrte Luftflamme gibt ebenfalls einen blauen Leuchtkegel, der von einer rötlichen Aureole umhüllt ist, die aber nicht ganz bis zur Brennermündung reicht. In dem untersten, aureolenfreien Gebiete der Flamme zeigt sich dann ganz deutlich das Swansche Spektrum. Dieses ist auch weiter oben an der Flamme wenn schon weniger hell noch zu sehen, kaum mehr dagegen an der Spitze, wohl aber wieder, wenn man das Spektroskop gegen die Aureole richtet. Die Luftflamme liefert also das Swansche Spektrum besser als die Sauerstoffflamme, wohl weil die weniger ausgebildete Aureole die Vermischung des O mit unzersetztem Leuchtgas weniger hindert bei der Luftflamme. Aus der Gesamtheit dieser Versuche geht also hervor, daß reichliche Sauerstoffzufuhr in das Leuchtgas hinein der Entstehung der Swanschen Banden sehr günstig zu sein scheint. Dabei wird auch wohl die energische Zersetzung der Kohlenwasserstoffe stark befördert, aber kaum die Bildung von Kohlenoxyd. Immerhin dürfte unter solchen Umständen auch die Verbindung des O mit dem C unter großer Heftigkeit erfolgen und könnte die dabei noch entstehenden CO-Moleküle zum hellen Leuchten bringen. Es wird sich demnach kaum zurzeit durch solche Flammenbeobachtungen eine endgültige Entscheidung für oder wider Smithells Auffassung herbeiführen lassen. Verfasser unternahm daher einige Versuche mit in einer Chloratmosphäre brennenden kohlenwasserstoffhaltigen Flammen. Solche Beobachtungen haben in neuerer Zeit Herrn Fredenhagen [1]) bemerkenswerte Resultate ergeben. Bekanntlich brennt ja eine Leuchtgasflamme innerhalb einer Chloratmosphäre stark rußend weiter, es findet also eine lebhafte Zersetzung des Kohlenwasserstoffes statt, der Kohlenstoff wird ausgeschieden, während der Wasserstoff in Chlor verbrennt. Das Spektrum dieser Flamme ist aber meines Wissens bislang nicht untersucht worden, daher nahm Verfasser gerne die Gelegenheit wahr, im Privatlaboratorium des Herrn Dr. Hampe einige bezügliche Versuche anzustellen. Eine in dem bekannten Werke von Heumann, S. 316, beschriebene Einrichtung wurde dazu verwendet, welche in Fig. 1 reproduziert ist. *aa* ist am besten eine möglichst eng zu wählende Röhre aus Glas [2]) oder Porzellan, durch die mit Benzin karburierter, getrockneter Wasserstoff strömte. Diese Röhre *aa* steckt mittels des Korkens *a* in dem einen Zweige *cd* eines gläsernen T-Stückes, dem durch die Röhre *b* Chlor zugeführt werden kann, so daß die Mündung, an der sich die Flamme an *aa* bildet, nur wenig

Gegensatze zu denen des Herrn Fredenhagen (Ann. d. Phys. **20**, 133—173, 1901), wenigstens in betreff der Hauptserien. Phys. Zeitschr. **8**, 729—737, 1907.

1) Dieselben wurden dargestellt nach den Angaben in dem trefflichen Buch von Heumann-Kühling, Anleitung z Experimentieren, 3. Aufl., 1904 (Vieweg & Sohn), S. 197.

1) Man sehe die oben zitierte Abhandlung.

2) In diesem Falle ist es ratsam, eine Platinhülse als Ausströmungsöffnung zu verwenden.



das Ende *d* überragt. *A* ist ein Kork, der das T-Stück trägt und zugleich das Überschieben eines Lampenzylinders gestattet. Es bereitet aber leicht einige Schwierigkeiten, innerhalb eines solchen zu beobachten, da derselbe sich oft sehr schnell mit dichtem Qualm füllt und die Glaswände stark berußt werden. Wenn man aber einen starken Chlorstrom anwendet, also eine Art Gebläse schafft, so kann man auch in freier Luft beobachten, da dann ja ein kräftiger Chlorstrom die Flamme ganz umhüllt. Verwendet man zunächst nicht karburierten Wasserstoff, so erhält man auf diese Weise die bekannte fahlblaue Flamme des Chlorwasserstoffes, welche ein kontinuierliches Spektrum gibt.[1]) Ist der Wasserstoff karburiert, so beobachtet man im unteren Teile der in Luft brennenden Flamme (besonders wenn sie dünn ist) recht deutlich das Swansche Spektrum. Läßt man nun Chlor strömen, so bemerkt man (am besten, wenn man andauernd auf den untersten Teil der Flamme blickt) eine bedeutende Verstärkung in der Intensität der Swanschen Banden, die sich sogar zu einer glänzenden Erscheinung entwickeln können, so daß sich die Banden noch deutlich von einem kontinuierlichen, helleuchtenden Hintergrunde abzuheben vermögen. Die Flamme zeigt sich dabei im Inneren mit leuchtenden Kohlenteilchen[2]) erfüllt (an eine Terpentinflamme einigermaßen erinnernd) und ist ganz umgeben von einem fahlblauen Saume, der offenbar der Chlorwasserstoffflamme entspricht. Die Verstärkung der Swanschen Banden ist wohl viel zu auffallend, als daß man sie Resten von Sauerstoff zuschreiben könnte, welche sich etwa auf die durch das Chlor losgetrennten Kohlenatome stürzen. Man kann die Erscheinung auch recht gut innerhalb eines Lampenzylinders nachweisen, wenn man eine nicht zu dicke Flamme von Leuchtgas oder karburiertem Wasserstoff verwendet und den Chlorstrom so

1) Vergl. Fredenhagen, l. c., S. 144.
2) Diese geben ein kontinuierliches Spektrum und stören die Beobachtung der Swanschen Banden.

reguliert, daß die Flamme sich nicht ganz mit leuchtenden Kohlenpartikeln anfüllt, sondern ein relativ dunkler unterer Teil verbleibt. Man konnte diese Versuche mit gutem Erfolge anstellen mit der von Heumann angegebenen Einrichtung (Fig. 1), wie mit einer vom Verfasser etwas modifizierten, ferner innerhalb eines zu diesem Zwecke von Herrn Hampe freundlichst eigens zusammengestellten Apparates.

Es ist demnach wohl kaum mehr ein Zweifel vorhanden, daß das Swansche Spektrum dem Kohlenstoff angehört, doch wäre natürlich eine genaue Nachprüfung dieses Resultates von anderer Seite sehr wünschenswert. Hauptsächlich um eine weitere solche Untersuchung von seiten eines auf diesem Gebiete kompetenten Forschers zu veranlassen, hat sich Verfasser zu den vorliegenden Mitteilungen entschlossen.

Herr Konen[1]) hat auf die Bedeutung der Absorptionsspektren für Fragen, wie die hier vorliegende, hingewiesen. Nun scheinen aber Kohlensäure und Kohlenoxyd im sichtbaren Gebiete überhaupt keine Absorption zu zeigen[2]), im Ultraroten hat man jedoch solche deutlich nachgewiesen. Auch hat man die ultraroten Ausstrahlungen[3]) von elektrisch leuchtenden Vakuumröhren untersucht, aber die Angaben sind zu unbestimmt, um entscheiden zu können, ob z. B. das von einer Kohlensäureröhre gelieferte Spektrum diesem Gase selbst oder dem Kohlenoxyd angehört. Hierzu kommt noch, daß angegeben wird, die ultrarote Strahlung sei anderer Art (thermische Strahlung?), als diejenige, welche man im sichtbaren Spektrum beobachtet, ist also wohl diesem gar nicht zuzurechnen.

Auch die schönen Untersuchungen des Herrn Victor Schumann[4]) scheinen nicht genügende Anhaltspunkte für die vorliegenden Zwecke geben zu können.

1) l. c., S. 761.
2) Vergl. Beibl. **23**, 635—636, 1899 (Referat über Abhandlung von Baccei).
3) Besonders Coblentz, Phys. Review, Januar 1906, S. 30.
4) Beibl. **28**, 1172, 1904.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 37[1]): A. Battelli, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. (V. Teil.)[2])

In einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung[3]) hat Herr Sommerfeld einige Einwände

1) Nr. 36: diese Zeitschr. **8**, 809, 1907.
2) IV. Teil: diese Zeitschr. **8**, 809, 1907.
3) Diese Zeitschr. **8**, 805, 1907.

gegen die theoretischen Ergebnisse erhoben, welche ich über den elektrischen Widerstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz veröffentlicht habe.[1])

In den ersten Worten seiner Mitteilung spricht Herr Sommerfeld von einem Irrtum, den ich bei der Anwendung der Rayleighschen Formel für gerade Leiter begangen haben soll, und zwar würde, nach Herrn Sommerfelds Ansicht, durch diesen Irrtum die Übereinstimmung illusorisch, welche ich zwischen meinen theoretischen Schlußfolgerungen und den kürzlich von mir in Gemeinschaft mit Herrn Magri sowie später von mir allein experimentell gefundenen Ergebnissen erhalten habe.

Ein solcher Irrtum liegt nicht vor. Das ergibt sich schon, wenn man die Bemerkung des Herrn Sommerfeld selbst vollständig durchliest. Es handelt sich vielmehr um eine Bemerkung über den Grad der Annäherung, bei welchem ich es für richtig gehalten habe, mit meinen Berechnungen stehen zu bleiben.

Da nun Herr Sommerfeld in der genannten Notiz die bevorstehende Veröffentlichung einer neuen und strengen Behandlung des in Rede stehenden Problems angekündigt hatte, so habe ich es für richtig gehalten, diese Veröffentlichung, welche nunmehr im letzten Hefte der Annalen der Physik erfolgt ist, abzuwarten, bevor ich auf die Einwände antwortete, welche Herr Sommerfeld gegen mich erhoben hat.

Bereits vor drei Jahren[2]) hat Herr Sommerfeld bei Behandlung der ersten Versuchsergebnisse, die ich gemeinsam mit Herrn Magri über die Widerstände der Solenoide gewonnen hatte, gelegentlich geschrieben, wir hätten eben die Annäherung, bei der wir bei Anwendung der Rayleighschen Formel stehen geblieben waren, noch weiter treiben müssen.

Dieser Hinweis war mir nicht entgangen, und ich glaube, dies auch implicite bewiesen zu haben, als ich im verflossenen Jahre, da ich die fragliche Untersuchung wieder aufnahm, mit einer Diskussion eben dieser Sommerfeldschen Arbeit begonnen habe, in welcher dieser Hinweis enthalten war. Da ich ihm dennoch nicht Rechnung getragen habe, so zeigt dies, daß ich langwierige und schwierige Entwicklungen vermeiden wollte, deren Berücksichtigung nicht der Mühe lohnte, wenn man in Betracht zieht, daß, wie ich schon wiederholt erklärt habe, in der Praxis die Messungen sich immer mit unvermeidlichen und durchaus nicht zu vernachlässigenden Fehlern behaftet erweisen.

1) Lincei Rend. **15** (1), 148, 471, 529; (2), 255, 1906; diese Zeitschr. **8**, 296, 530, 533, 1907.

2) Ann. d. Phys. (4) **15**, 673, 1904.

Es ist ganz richtig, daß nach der allgemeinen Formel von Rayleigh das Verhältnis zwischen dem Widerstande R' gerader Leiter für Ströme hoher Frequenz und dem Widerstand R_0 solcher Leiter für Gleichstrom durch

$$\frac{R'}{R_0} = K + \frac{1}{4} + \frac{1}{16\,K} + \cdots \qquad (1)$$

gegeben ist. Hier ist

$$K = a\sqrt{\frac{\pi\,\mu\,\omega}{2\,\sigma}}, \qquad (2)$$

wobei a der Halbmesser des Leiterquerschnittes ist, μ und σ die magnetische Permeabilität und der spezifische Widerstand des Leitungsmaterials sind, und ω die Anzahl der Stromwechsel in 2π Sekunden ist. Es ist aber auch richtig, daß man für außerordentlich hohe Frequenzen angenähert

$$\frac{R'}{R_0} = K, \qquad (3)$$

oder

$$R' = R_0\,a\sqrt{\frac{\pi\,\mu\,\omega}{2\,\sigma}} \qquad (4)$$

setzen kann, wie dies nunmehr allgemein zu geschehen pflegt, wenn man eine klare und summarische Vorstellung von dem allgemeinen Verlauf des Skin-Effektes haben will.

Ich habe in meiner Theorie wiederholt erklärt, daß ich mich gerade mit äußerst hohen Frequenzen zu beschäftigen beabsichtigte, und ich habe kein anderes Ziel verfolgt, als eine Formel für Solenoide zu finden, welche dieselben Aufgaben erfüllen könnte, wie sie die Gleichung (4) für gerade Leiter leistet. Vor allen Dingen hatte ich das Ziel im Auge, wenn auch nur annäherungsweise, die Gesetze aufzufinden, welche die Lokalisierung des Stromes in den der Solenoidachse zunächst gelegenen Leiterteilen beherrschen. Zu diesem Zwecke wollte ich eine fundamentale Vorstellung analytisch entwickeln, die ich bereits angedeutet hatte, als ich über die ersten experimentellen Beobachtungen berichtete, welche ich mit Herrn Magri über den großen Widerstand gemacht habe, den die Solenoide für Ströme hoher Frequenz aufweisen.

Man ersieht hieraus, daß ich für meine theoretischen Schlußfolgerungen über den Widerstand der Solenoide niemals mehr in Anspruch genommen habe als höchstens denselben Grad von Genauigkeit, mit dem man rechnet, wenn man die Gleichung (3) auf gerade Leiter anwendet. Das scheint mir nun keineswegs so ganz unnütz zu sein, denn für hohe Frequenzen oder für Leiter von großem Durchmesser erreicht dieser Genauigkeitsgrad den, welchen man mit den entsprechenden

experimentellen Messungen erhalten kann, oder übertrifft ihn gar noch.

Ich erkenne an, und hatte dies auch bereits berücksichtigt, daß bei den diesbezüglichen Versuchen, die ich mitgeteilt habe, wegen der experimentellen Schwierigkeiten, die der Meßmethode anhaften, keine so hohe Frequenz erreicht worden war, wie die, mit der man zu experimentieren hätte wünschen sollen; ferner daß ich, wenn ich trotzdem behauptet habe, daß das Verhältnis

$$\frac{\text{Widerstand des Solenoids}}{\text{Widerstand des geraden Drahtes}}$$

mit zunehmender Frequenz wächst, und zwar mit sehr ähnlichem Verlauf, wie dies meine theoretische Behandlung vorausgesagt hatte, dabei gefolgert habe, daß die Gültigkeit meiner letzten Folgerungen sich vermutlich über ein viel weiteres Feld erstreckte als das, welches ich, der Einfachheit halber, bei meiner Behandlung bestimmt hatte. Ich freue mich, daß Herr Sommerfeld in seiner letzten Veröffentlichung dem in Rede stehenden Problem eine tatsächlich vollständigere Lösung gegeben hat und dabei mit mathematischer Strenge die Betrachtung zweier sehr wichtiger Faktoren eingeführt hat. Der erste dieser Faktoren, den Herr Sommerfeld und Herr Wien bereits bei ihren der meinigen voraufgegangenen Behandlungen des Problems vernachlässigt hatten, besteht darin, nicht nur das innere und gleichförmige Magnetfeld zu berücksichtigen, welches das Solenoid als Ganzes hervorruft, sondern auch das Feld, welches jede einzelne Windung für sich erzeugt, und welches aus Kraftlinien besteht, die jede einzelne Windung umhüllen. Der zweite Faktor besteht in dem sehr beträchtlichen Einfluß, den der Wert der Ganghöhe des Solenoids auf den Verlauf der Erscheinung ausübt.

Ich freue mich darüber um so mehr, als die Hervorhebung der Bedeutung dieser beiden Faktoren offenbar der Hauptzweck gewesen ist, der mich veranlaßt hat, das fragliche Problem einer erneuten Behandlung zu unterziehen, nachdem die Behandlungen, die es seitens der Herren Wien und Sommerfeld erfahren hatte, unzureichend gewesen waren.

Wenn Herr Sommerfeld jetzt voller Bescheidenheit erklärt, er habe den Anstoß von einer neueren Arbeit des Herrn Picciati[1]) empfangen und nur versucht, diese in drei verschiedenen Punkten (Veränderlichkeit des Gewichtes, Berücksichtigung des äußeren Magnetfeldes des Solenoids und Hinzufügung der Kontinuität der Normalkomponente der magnetischen Induktion als Grenzbedingung) zu

1) Cim. 11 (5), 351, 1906.

vervollständigen, so muß anerkannt werden, daß die neue Behandlung des Problems seitens des Herrn Sommerfeld durch diese Modifikationen einen höheren Grad von Vollkommenheit erreicht hat als alle bisher veröffentlichten früheren.

Leider ist bislang der überaus wichtige Fall außerordentlich hoher Frequenzen erschöpfend nur für solche Solenoide behandelt worden, bei denen die Windungen einander unmittelbar berühren. Das liegt an den analytischen Schwierigkeiten, welche die Untersuchung des allgemeinen Falles eines Solenoids von beliebiger Ganghöhe bietet.

Herr Sommerfeld nimmt an, daß wenn ein Solenoid mit äußerst dichten Windungen, beispielsweise durch Zug, in ein anderes mit weniger dichten Windungen verwandelt wird, daß dann das Verhältnis zwischen dem neuen und dem alten Widerstand des Solenoids von der Frequenz des Stromes unabhängig sei, vorausgesetzt, daß diese Frequenz immer verhältnismäßig sehr hoch bleibt ($K > 6$).

Als Stütze für diese Hypothese liegt nur ein einziges Paar von Bestimmungen von Black[1]) vor, die mit den Frequenzen $1 \cdot 10^6$ und $5 \cdot 10^6$ ausgeführt worden sind.

Es würde zweckmäßig sein, diese Hypothese durch eine größere Anzahl von Versuchen zu stützen.

1) Ann. d. Phys. (4) 19, 157, 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 38[1]): A. Battelli und L. Magri, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern.

Wie wir bereits in einer früheren Mitteilung[2]) dargelegt haben, war es vorauszusehen, daß ein noch ausgeprägterer Einfluß des Eisens auf die oszillatorische Entladung zu beobachten sein müßte, wenn diese durch ein Solenoid oder durch eine Spule mit einem Eisenkern hindurchgeht. Hierfür liefern auch die bereits gewonnenen Versuchsergebnisse den Beweis.[3]) Der Gegenstand ist indessen so wichtig, daß er eine eingehendere Analyse verdient. Vor allen Dingen muß man in den Versuchsergebnissen die von den Foucault-Strömen und von der hohen magnetischen Permeabilität des Eisens herrührenden Wirkungen von denen

1) Nr. 37: Diese Zeitschr. 9, 154, 1908.
2) Diese Zeitschr. 8, 298, 1907.
3) Marchant, Nature 62, 413, 1900 und Phil. Mag. (6) 5, 155, 1903.

getrennt halten, die ihrerseits von den besonderen charakteristischen Eigenschaften der Magnetisierungskurve des Eisens selbst — der magnetischen Hysteresis, der magnetischen Sättigung usw. — abhängen.

Glücklicherweise kann man sich von den erstgenannten Wirkungen mit Hilfe theoretischer Betrachtungen wenigstens angenähert Rechenschaft geben. Dadurch wird die Deutung der Versuchsergebnisse in betreff der zweiten Klasse von Wirkungen leichter und zuverlässiger werden. Über diesen Punkt liegen Untersuchungen von Thomson, von Zenneck und von anderen Forschern vor. Wir haben aber nichtsdestoweniger eine neue Berechnung anstellen müssen, welche uns klar und deutlich ergibt, bis zu welchem Grade die Schwingungsperiode und die Dämpfung der Entladung durch die Foucault-Ströme und durch den Wert von μ beeinflußt werden. Wir wollen hier ohne weiteren Zusatz unsere Rechnung wiedergeben. Mit ihrer Kenntnis werden wir leicht eine zuverlässige Deutung unserer Versuchsergebnisse erhalten können, welche in erster Linie auf die Untersuchung der von der besonderen Gestalt der Magnetisierungskurve des Eisens herrührenden Wirkungen und auf die Bestätigung der theoretischen Voraussetzungen über den Einfluß der Foucault-Ströme hinzielen.

Gleichzeitig werden wir auch den Wert für das magnetische Moment des Eisendrahtbündels berechnen.

Der Kern möge aus einem Bündel von Eisendrähten bestehen, und diese seien in einer Spule von der Länge l mit N Windungen auf ein Zentimeter angeordnet. Die Frequenz sei zwar sehr groß, immerhin aber so bemessen, daß die Wellenlänge des Stromes stets beträchtlich größer sei als die Länge des Spulendrahtes; das heißt mit anderen Worten: wir wollen die Voraussetzung machen, daß das Magnetfeld im Innern der Spule überall dieselbe Phase habe. Die Stromstärke j wird dann in jedem Augenblick durch die Gleichung

$$j = I \cos pt = \text{reeller Teil von } I e^{ipt}$$

gegeben sein. Hier ist $i = \sqrt{-1}$; p ist das 2π-fache der Frequenz und I die maximale Intensität. Wir wollen zur z-Achse die Achse der Spule wählen und wollen mit α, β, γ die Komponenten des Magnetfeldes, mit a, b, c die der magnetischen Induktion bezeichnen. Im Innern des Drahtes haben wir:

$$a = b = 0,$$

und für c besteht die Beziehung:

$$\frac{d^2c}{dx^2} + \frac{d^2c}{dy^2} = \frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt}, \tag{1}$$

wo σ wie gewöhnlich den spezifischen Widerstand des Materials bezeichnet, aus dem der Kern besteht.

Wenn die Drähte genügend lang sind, so kann man in dem Zwischenraum zwischen je zwei Drähten die Wirkung der von dem freien Magnetismus an den Enden herrührenden entmagnetisierenden Kraft vernachlässigen. In diesem Zwischenraum wird alsdann das Magnetfeld denselben Wert haben, den es haben würde, wenn die Drähte nicht in der Spule wären, und insbesondere wird das Magnetfeld auf der seitlichen Oberfläche der Drähte rings um die Achse des Drahtes selbst symmetrisch sein oder nur von dem Abstand ϱ von der Drahtachse abhängen. Dann geht die Gleichung (1) über in:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2} = \frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho} = \frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt}.$$

Wenn aber der Strom sinusförmig ist, so ist auch c sinusförmig und von derselben Periode. Sonach ist c der Größe e^{ipt} proportional. Daraus folgt:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho} - n^2c = 0,$$

wenn wir, der Kürze halber,

$$n^2 = \frac{4\pi\mu i p}{\sigma}$$

setzen. Das Integral dieser letzten Gleichung ist:

$$c = A\, J_0(in\varrho)\, e^{ipt}\ ^{1)}, \tag{2}$$

wo A eine Konstante ist, und J_0 das Symbol der Besselschen Funktion erster Gattung und von der Ordnung Null vom Argument $in\varrho$ bedeutet. Setzen wir also

$$\xi = in\varrho,$$

so ist:

$$J_0(\xi) = 1 + \frac{\xi^2}{1\cdot 2^2} + \frac{\xi^4}{1\cdot 2^2\cdot 4^2} + \dots\dots$$

An der Oberfläche der Drähte ist

$$c = \mu\gamma = 4\pi\mu N j = 4\pi\mu N I e^{ipt}.$$

Bezeichnen wir mit r den Halbmesser des Drahtes, so erhalten wir demnach:

$$4\pi\mu NI = A\, J_0(inr),$$

und somit:

$$A = \text{reeller Teil von } \frac{4\pi\mu NI}{J_0(inr)}.$$

Daraus folgt:

$$c = \frac{4\pi\mu NI}{J_0(inr)} J_0(in\varrho)\, e^{ipt}.$$

Wir wollen jetzt das magnetische Moment M des Drahtkernes suchen. Bezeichnen wir mit m die Magnetisierungsstärke, so erhalten wir:

$$c = \gamma + 4\pi m.$$

1) Thomson, Recent Researches, S. 288.

Da aber:

$$\gamma = \frac{c}{\mu} = \frac{4\pi NI}{\mathfrak{J}_0(inr)} \mathfrak{J}_0(in\varrho) e^{ipt}$$

ist, so ergibt sich:

$$m = \frac{c-\gamma}{4\pi} = \frac{(\mu-1)NI}{\mathfrak{J}_0(inr)} \mathfrak{J}_0(in\varrho) e^{ipt},$$

und, wenn wir die Anzahl der Drähte, aus denen sich das Bündel zusammensetzt, mit ν bezeichnen:

$$M = \nu \int m dv \; \frac{2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt}}{\mathfrak{J}_0(inr)} \int_0^r \varrho \mathfrak{J}_0(in\varrho) d\varrho. \quad (3)$$

Den Wert für dieses Integral kann man von Fall zu Fall erhalten, wenn man sich der von Lord Kelvin veröffentlichten Zahlentabellen[1]) bedient, oder noch bequemer unter Benutzung der zu diesem Zwecke von Zenneck gezeichneten Kurven.[2]) Handelt es sich dagegen um eine summarische Untersuchung über den allgemeinen Verlauf der Erscheinung, so sind besonders zwei Grenzfälle zu behandeln, nämlich der Fall, in welchem der Strom eine äußerst niedrige Frequenz besitzt, und der entgegengesetzte Fall, in welchem er eine äußerst hohe Frequenz hat.

Wenn es sich um niedrige Frequenzen oder um Drähte von sehr geringem Durchmesser oder von großem spezifischen Widerstande handelt, so daß die Moduln nr und $n\varrho$ klein gegenüber der Einheit sind, so sind $\mathfrak{J}_0(inr)$ und $\mathfrak{J}_0(in\varrho)$ merklich gleich der Einheit, und m wird im Innern des Drahtes konstant. Man erhält dann:

$$M = \nu\pi r^2 l(\mu-1) NI \cos pt,$$

und das magnetische Moment ist mit dem Strom in Phase. Für sehr hohe Frequenzen strebt $\mathfrak{J}_0(in\varrho)$ asymptotisch dem Werte

$$\mathfrak{J}_0(in\varrho) = \frac{e^{n\varrho}}{\sqrt{2\pi n\varrho}}$$

zu, und es wird sonach:

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt} \int_0^r \varrho e^{n(\varrho-r)} \sqrt{\frac{r}{\varrho}}\, d\varrho$$

$$= 2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt} \int_0^r \sqrt{r\varrho}\, e^{-n(r-\varrho)} d\varrho.$$

Bei sehr großem n ist der Faktor $e^{-n(r-\varrho)}$ nur für die sehr nahe bei r gelegenen Werte von ϱ von Null verschieden, und infolgedessen wird

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNr\mathfrak{J}e^{ipt} \int_0^r e^{-n(r-\varrho)} d\varrho.$$

Da aber

$$\int_0^r e^{-n(\varrho-r)} d\varrho = \frac{1}{n}(1-e^{-nr})$$

ist, wo e^{-nr} gegenüber der Einheit vernachlässigt werden kann, so ist

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNIr\frac{e^{ipt}}{n}.$$

Da nun

$$n^2 = \frac{4\pi\mu p i}{\sigma} = \frac{4\pi\mu p}{\sigma} e^{\frac{\pi i}{2}}$$

ist, so erhält man:

$$n = 2\sqrt{\frac{\pi\mu p}{\sigma}} e^{\frac{\pi i}{4}},$$

und somit:

$$M = \nu(\mu-1)lNIr\sqrt{\frac{\sigma\pi}{\mu p}} e^{\left(pt-\frac{\pi}{4}\right)i}.$$

Nehmen wir hiervon den reellen Teil, so erhalten wir:

$$M = \nu lNIr\sqrt{\frac{\pi\sigma}{\mu p}}(\mu-1)\cos\left(pt-\frac{\pi}{4}\right).$$

In dem Falle nun, daß μ sehr groß gegenüber der Einheit ist, können wir auch einfacher schreiben:

$$M = \nu lNIr\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}} \cos\left(pt-\frac{\pi}{4}\right).$$

Das magnetische Moment des Drahtbündels ist also in der Phase um $\frac{\pi}{4}$ gegen die Stromstärke im Rückstand. Man ersieht hieraus, daß, wenn man die Werte der Stromstärke

$$j = I\cos pt$$

zu Abszissen und die entsprechenden Werte für das magnetische Moment M des Drahtbündels zu Ordinaten nimmt, die sich ergebende Kurve — die Magnetisierungskurve — eine Ellipse ist. Die Achsen dieser Ellipse sind im allgemeinen gegen die Koordinatenachsen geneigt.

Die Koordinaten eines erzeugenden Punktes dieser Ellipse haben den Typus

$$x = h\cos\Theta,$$

$$y = k\cos\left(\Theta+\frac{\pi}{4}\right),$$

oder

$$\frac{x}{h} = \cos\Theta,$$

$$y\frac{\sqrt{2}}{k} - \frac{x}{h} = \sin\Theta.$$

Durch Quadrieren und Summieren erhält man:

$$\frac{2x^2}{h^2} - \frac{2\sqrt{2}\,xy}{hk} + \frac{2y^2}{k^2} = 1.$$

---

1) W. Thomsom, Mathem. and Phys. Papers 3, 493, 1890.
2) Ann. d. Phys. (4) 11, 1135, 1903.

Bezeichnen wir mit φ_1 und φ_2 die Winkel, welche die Achsen dieser Ellipse mit den Koordinatenachsen bilden, so erhalten wir:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{k^2 - h^2 + \sqrt{h^4 + k^4}}{\sqrt{2}hk}.$$

Der Wert dieser Winkel hängt einzig von dem Verhältnis $\frac{h}{k} = \lambda$ ab. Wir haben

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{1 - \lambda^2 + \sqrt{\lambda^4 + 1}}{\lambda\sqrt{2}},$$

das heißt:

für $\frac{h}{k} = 0$ wird $\varphi_1 = 90^0$,

für $\frac{h}{k} = \infty$ wird $\varphi_1 = 0^0$,

für $h = k$ wird $\varphi_1 = 45^0$.

Lassen wir also den relativen Bereich einer der beiden Größen j und M sich ändern, so rotiert die Ellipse, und ihre Hauptachse geht aus der Richtung der Ordinatenachse in die der Abszissenachse über.

In einem späteren Teile dieser Arbeit werden wir sehen, wie dieser Verlauf der Magnetisierungskurve in den Versuchen seine Bestätigung findet. Für jetzt wollen wir uns darauf beschränken, zu untersuchen, welchen Einfluß das in die Spule eingeführte magnetische Material auf die Dämpfung und auf die Schwingungsperiode einer elektrischen Entladung ausüben kann.

Wenn F die an die Enden der Spule angelegte EMK. ist, und wenn wir mit N den Induktionsfluß und mit R den Widerstand des Stromkreises bezeichnen, so haben wir:

$$Rj = F - \frac{dN}{dt},$$

$$F = Rj + \frac{dN}{dt}.$$

Bezeichnen wir nun mit s den Flächeninhalt des inneren Spulenquerschnitts, während der Gesamtflächeninhalt der Drahtquerschnitte $\nu\pi r^2$ ist, so wird der Flächeninhalt des Querschnitts, durch welchen die Kraftlinien in die Luft austreten

$$s - \nu\pi r^2$$

sein; und da Nl die Gesamtzahl der Windungen ist, so wird der Ausdruck für den entsprechenden Induktionsfluß lauten:

$$N_1 = \gamma(s - \nu\pi r^2)Nl = 4\pi N^2 l(s - \nu\pi r^2)j.$$

Analog ist der Induktionsfluß in dem vom Eisen eingenommenen Teile des Querschnittes:

$$N_2 = lN\nu\int_s c\,ds,$$

wo

$$ds = 2\pi\varrho\,d\varrho$$

ist. Folglich ist:

$$N_2 = 2\pi\nu lN\int_0^r \varrho c\,d\varrho = \frac{8\pi^2\nu\mu lN^2 I}{\mathfrak{J}_0(inr)}\int_0^r \varrho\mathfrak{J}_0(in\varrho)d\varrho.$$

Vergleichen wir diese Gleichung mit der vorher für M gefundenen Gleichung (3), so finden wir, daß

$$N_2 = 4\pi\frac{\mu N}{\mu - 1}M$$

ist, und wir können auf diese Weise den Induktionsfluß N_2 berechnen, indem wir ihn aus dem für das magnetische Moment M des Drahtbündels gefundenen Werte ableiten.

Für sehr kleine Werte der Frequenz und für außerordentlich feine Drähte, also für sehr kleine Werte von (inr), ist

$$N_2 = 4\nu\pi^2 r^2\mu lN^2 I\cos pt;$$

und für sehr große Werte von (inr)

$$N_2 = 4\pi\nu lN^2 r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\,I\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right).$$

Nun ist

$$N = N_1 + N_2;$$

folglich ist für kleine Werte von (inr)

$$N = 4\pi N^2 l(s - \nu\pi r^2 + \nu\pi r^2\mu)j,$$

$$F = Rj + 4\pi N^2 l[s + (\mu - 1)\nu\pi r^2]\frac{dj}{dt};$$

und für den Fall, daß die Spule nicht aus einer einzigen, sondern aus m Drahtlagen bestände, deren Querschnitte $s_1, s_2, \ldots s_m$ wären, würden wir, wenn wir

$$\Sigma s = s_1 + s_2 + \cdots + s_m$$

einsetzten,

$$F = Rj + 4\pi N^2 l\left[\frac{\Sigma s}{m} + (\mu - 1)\nu\pi r^2\right]\frac{dj}{dt}$$

finden. Vergleichen wir diese Formel mit der, die man erhält, wenn man $\mu = 1$ setzt, also mit der, welche sich auf den Fall bezieht, daß der Eisenkern in der Spule fehlt, so finden wir sonach das wohlbekannte Ergebnis, daß die Gegenwart des Eisenkernes den Selbstinduktionskoeffizienten um den Betrag

$$\Delta L = 4\pi N^2 l(\mu - 1)\nu\pi r^2$$

erhöht.

Wir wollen jetzt zu dem für uns weit interessanteren Fall übergehen, daß die Drähte nicht äußerst dünn oder die Frequenzen ziemlich hoch sind. Für ziemlich großes (inr) und für eine Spule mit einer einzigen Drahtlage haben wir:

$$N = 4\pi N^2 l\left[(s - \nu\pi r^2)j + \nu r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\,I\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right],$$

und für eine Spule von m Lagen:

$$N = 4\pi N^2 l\left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r^2\right)j + \nu r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\,I\cos\left(pt-\frac{\pi}{4}\right)\right],$$

$$F = Rj + 4\pi N^2 l\left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r^2\right)\frac{dj}{dt} - \nu r\sqrt{\pi\sigma\mu p}\,I\sin\left(pt-\frac{\pi}{4}\right)\right].$$

Es ist aber:

$$I\sin\left(pt-\frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin pt - \cos pt) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{p}\frac{dj}{dt}+j\right),$$

folglich:

$$F = \left[R + 4\pi N^2 l\nu r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu p}{2}}\right]j + 4\pi N^2 l\left[\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{2\pi}}\right]\frac{dj}{dt}.$$

Auch hier setzt sich, wie in Formel (3), der Ausdruck für F aus zwei Gliedern zusammen, deren eines j und deren anderes $\frac{dj}{dt}$ proportional ist.

Wir wollen mit R' und L' die Proportionalitätskoeffizienten bezeichnen, welche bei der Berechnung der Schwingungsperiode und der Dämpfung der Entladung die Bedeutung des Widerstandes bzw. des Selbstinduktionskoeffizienten im Stromkreise annehmen können. Der neue Widerstand R' wird dann:

$$R' = R + 2\pi N^2 l\nu r\sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}, \qquad (4)$$

und der Selbstinduktionskoeffizient:

$$L' = L - 2\pi N^2 l\nu r\left(2\pi r - \sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}\right), \qquad (5)$$

wo L, in Übereinstimmung mit der bekannten Formel

$$L = 4\pi N^2 l\frac{\Sigma s}{m},$$

den Selbstinduktionskoeffizienten des Stromkreises für Ströme von ganz niedriger Frequenz darstellt.

Somit wird F einfach durch

$$F = R'j + L'\frac{dj}{dt} \qquad (6)$$

ausgedrückt. Wenn dann die Frequenz einen solchen Wert annimmt, daß der Wert von $\sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}$ gegenüber $2\pi r$ zu vernachlässigen ist, so werden wir einfach haben:

$$R' - R = 2\pi N^2 l\nu r\sqrt{2\pi\sigma\mu p},$$
$$L' - L = -4\pi^2 N^2 l\nu\pi r^2.$$

Während also der Widerstand in jedem Falle infolge der Anwesenheit des Eisens wächst, kann dagegen die Selbstinduktion, wenn der Drahtdurchmesser groß oder die Frequenz sehr hoch ist, auch kleiner sein, als sie sein würde, wenn kein Eisen in der Spule wäre. Im allgemeinen jedoch hat man, wenn der Drahtdurchmesser ziemlich dünn ist, immer eine merkliche Magnetisierung des Kernes und infolgedessen eine Zunahme der Schwingungsperiode.

Die Formeln (4) und (5) können auch dazu dienen, den Einfluß zu zeigen, den die Einführung eines Metallkernes aus nichtmagnetischem Material in das Innere der Spule auf die Periode und auf die Dämpfung der Entladung auszuüben vermag. Man braucht nur

$$\mu = 1$$

zu setzen, und man sieht, daß immer

$$R' > R$$
$$L' > L$$

ist. Das sind die Ergebnisse, die sich aus der Theorie ableiten lassen. Wir wollen sehen, wie weit sie mit der Erfahrung in Einklang stehen, und in welcher Weise sie durch die Veränderlichkeit von μ verwickelt werden.

Die zu diesen Untersuchungen meist benutzte Methode ist gewöhnlich die der Periodenmessung mit rotierendem Spiegel. Wir haben auch zu dieser Methode gegriffen. Wir haben mit dieser Methode und der bereits von uns beschriebenen Versuchsanordnung die nachstehenden Ergebnisse erhalten.

Erste Versuchsreihe.

Wir benutzten bei diesen Versuchen einen Glasplattenkondensator mit einer Kapazität von 98100 cm. Dieser wurde durch eine Spule aus Kupferdraht mit drei Lagen entladen, deren Länge 45 cm betrug, und die einen Selbstinduktionskoeffizienten von 515300 cm hatte. Die Schlagweite betrug immer 5 mm. Die Schwingungsperiode, mit dem großen rotierenden Spiegel gemessen, war, wenn die Spule keinerlei Kern enthielt, 0,0000474 Sekunden.

Durch Einführung eines massiven zylindrischen Kupferkernes von 12 mm Durchmesser und 46,8 cm Länge wurde die Schwingungsperiode, wie das vorauszusehen war, viel kleiner, nämlich 0,0000411 Sekunden.

In diesen beiden Fällen waren die Entladungen so gedämpft, daß die Bilder bei ihrer Länge nicht auf die Platten kamen. Wurde dagegen ein massiver Stahlkern von 43,5 cm Länge und 12,6 mm Durchmesser in die Spule eingeführt, so wurde die Entladung sehr stark gedämpft, und es konnten nicht mehr als vier

halbe Perioden gemessen werden. Diese Halbperioden erwiesen sich als untereinander merklich an Größe verschieden. Wir teilen hier die Mittelwerte aus vielen Messungsergebnissen mit:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer einer ganzen Periode (aus den Messungen für jede Halbperiode abgeleitet)	0,0000449	0,0000465	0,0000499	0,0000535

Wie man sieht, hat die Entladung keinen im eigentlichen Sinne periodischen Verlauf mehr. Die aufeinanderfolgenden Halbperioden haben eine mit dem Fortschreiten der Entladung fortgesetzt wachsende Dauer. Dieser Umstand zeigt ohne weiteres in schlagender Weise, daß auch in so schnell veränderlichen Feldern der Wert von μ von dem Werte der Feldstärke abhängt.

Bei Beginn der Entladung betrugen die Werte, welche die maximale Stromstärke erreichte, in diesem Falle mindestens 30 Ampere. Die Feldstärke war also beträchtlich, und die Schicht des Stahlkernes, welche an der Magnetisierung teilnehmen kann, war gesättigt. Wir sehen weiter, daß wir bei Strömen von dieser Frequenz, bei so starken Feldern, bei so großem Durchmesser des Eisenkerns, nur in dem Falle, den die Theorie voraussieht (siehe weiter unten), finden können, daß der Wert von L' kleiner ist als der Wert von L. Das zeigen uns deutlich die beiden ersten Halbperioden, welche eine merklich geringere Dauer haben als die, welche beobachtet wurde, wenn der Stahlkern nicht in die Spule eingeführt worden war. Im weiteren Verlauf haben wir mit wachsendem Werte von μ für die dritte und vierte Halbperiode eine merkliche Zunahme von L', und L' wird ziemlich viel größer als L.

Man begreift leicht, daß man, wenn man den massiven Stahlkern durch einen Kern aus dünnen Eisendrähten ersetzt, schon in den ersten Perioden eine merkliche Zunahme des Selbstinduktionskoeffizienten beobachten muß. In der Tat erhielten wir, als wir den Stahlkern durch einen Kern aus 0,04 cm dicken Eisendrähten von 46,5 cm Länge und 50,4 Gramm Gewicht ersetzten, die nachstehenden Werte für die aufeinanderfolgenden Halbperioden:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000523	0,0000528	0,0000524	0,0000573
Ordnungszahl der Halbperiode	5.	6.	7.	8.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000570	0,0000643	0,0000688	0,0000791

Als wir diesen Kern durch einen anderen aus noch dünneren Eisendrähten von 0,02 cm Stärke, 49 cm Länge und 43 Gramm Gesamtgewicht ersetzten, erhielten wir folgende Werte für die Periode:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000507	0,0000510	0,0000514	0,0000543
Ordnungszahl der Halbperiode	5.	6.	7.	8.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000562	0,0000584	0,0000610	0,0000603
Ordnungszahl der Halbperiode	9.	10.	11.	
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000678	0,0000685	0,0000800	

Der dünne Draht war magnetisch viel härter als der dicke, und überdies war, während die an der Magnetisierung aktiven Anteil nehmende Eisenmasse in diesem Falle größer war — und folglich auch die durch die Hysterese zerstreute Energiemenge größer war —, trotzdem die Dämpfung der Entladung viel kleiner.

Das beweist ohne weiteres, daß, auch unabhängig von der durch die Hysteresis absorbierten Wärme, trotzdem die Dämpfung der Entladung viel kleiner war.

Das beweist ohne weiteres, daß, auch unabhängig von der durch die Hysteresis absorbierten Wärme, die Energiezerstreuung infolge der Foucault-Ströme eine große Bedeutung gewinnt.

Zweite Versuchsreihe.

Die soeben mitgeteilten Ergebnisse finden ihre volle Bestätigung durch die Versuche, welche mit denselben Kernen, mit derselben Spule, mit derselben Funkenstrecke, aber mit einer kleineren Kondensatorkapazität von 67500 cm angestellt wurden. Wir teilen nur die Hauptergebnisse in nachstehender Tabelle (s. nächste Seite) mit.

Wie in der vorigen Versuchsreihe ist die Dauer der ersten Halbperiode, wenn der Stahlkern in die Spule eingeführt wird, kürzer als wenn keinerlei Kern in der Spule vorhanden ist. Sowohl mit dem massiven Stahlkern als auch mit den anderen Kernen finden wir eine fortgesetzte Zunahme der aufeinanderfolgenden Halbperioden, aus denen sich die Entladung zusammensetzt, mit dem Fortschreiten der Entladung selbst.

Wert für $T \times 10^6$

Ordnungszahl der gemessenen Halbperiode	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ohne jeden Kern in der Spule	Für alle Perioden konstanter Wert 3,89	—	—	—	—	—	—	—	—
Mit massivem Stahlkern	„ 3,51	4,02	4,38	—	—	—	—	—	—
Mit dem Bündel aus 0,04 cm dicken Drähten	„ 4,37	4,69	5,03	5,74	5,78	—	—	—	—
Mit dem Bündel aus 0,02 cm dicken Drähten	„ 4,43	4,58	4,75	4,96	5,21	5,47	6,00	6,67	7,45

Dritte Versuchsreihe.

Bei dieser Versuchsreihe benutzten wir die beiden Luftkondensatoren, von denen bereits früher die Rede gewesen ist, nur konnten wir bei ebendieser und den weiteren seit dem Mai 1903 ausgeführten Versuchsreihen nicht mehr den durch die damalige Messung gegebenen Wert für die Kapazität verwenden. Beide Kondensatoren waren nämlich durch einen damals ausgebrochenen Brand schwer beschädigt worden und mußten wiederholt neu montiert werden, wobei viele der Gläser, welche die Belegungen trennen, ausgewechselt wurden. Die neue Kapazität der Kondensatoren belief sich bei Parallelschaltung auf 14310 cm und bei Kaskadenschaltung auf 3593 cm. Bei dieser Messungsreihe waren sie in Kaskadenschaltung angeordnet. Wir legten in den Kondensatorkreis ein Solenoid aus einer einzigen Lage gut isolierten Kupferdrahtes von 42,3 cm Länge und einem mittleren Windungshalbmesser von 1,05 cm. Wir bedienten uns zu den Messungen des schon erwähnten kleinen rotierenden Spiegels. Die Schwingungsperiode, wie sie bei Einschaltung des Solenoids ohne jeglichen Kern in den Stromkreis gemessen wurde, ergab sich zu 0,00000325 Sekunden.

Wir wollten uns nunmehr einen Begriff von der Dämpfung machen, welche ein in die Spule eingeführter Kupferzylinder hervorbringen kann. Wir fanden, daß die Schwingungsperiode, wenn das Solenoid einen Kupferzylinder von 12 mm Durchmesser und 46,8 cm Länge enthielt, herabging auf 0,00000261 Sekunden.

Dabei war die Anzahl der ganzen Perioden, die wir auf den Platten zählen konnten, auf 17 gesunken, ein deutliches Zeichen dafür, daß die Foucault-Ströme in den nichtmagnetischen Materialien eine Energiemenge zerstreuen, die hinreicht, um die Dämpfungszunahme aus der Entladung auch bei direkter Beobachtung des Funkens im rotierenden Spiegel wahrnehmbar zu machen. Es ist jedoch sicher, wie sich dies übrigens unmittelbar voraussehen läßt, daß sie in diesem Falle nicht die außerordentliche Bedeutung haben, welche sie bei großen Werten von μ annehmen.

Wir haben auch in diesen Photographien die einzelnen aufeinanderfolgenden Perioden der Entladung zu messen versucht, und haben im vorliegenden Falle natürlich gefunden, daß die Periode vom Anfang bis zum Ende der Entladung immer dieselbe blieb.

Wir haben dann weiter bei einer Messungsreihe in das Solenoid einen Kern aus 0,005 cm dicken Drähten von weichem Stahl von 44,5 cm Länge und 30 Gramm Gesamtgewicht eingeführt und die folgenden Messungsergebnisse gewonnen:

Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	1.	2.	3.
Mittelwerte	0,00000401	0,00000414	0,00000462
Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	4.	5.	6.
Mittelwerte	0,00000452	0,00000501	0,00000503
Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	7.		8.
Mittelwerte	0,00000550		0,00000555.

Als wir statt dessen einen Kern aus 0,005 cm starken Stahldrähten von 92 Gramm Gesamtgewicht in das Solenoid einführten, erhielten wir folgende Zahlenwerte:

Ordnungszahl der Halbperioden	1.	2.
Mittelwerte	0,00000606	0,00000794
Ordnungszahl der Halbperioden	3.	4.
Mittelwerte	0,00001109	0,00001288.

Wie man sieht, bestätigt der Verlauf dieser Versuche voll und ganz die Beobachtungen, welche wir bei Gelegenheit der beiden voraufgegangenen Versuchsreihen gemacht hatten.

Vierte Versuchsreihe.

Wir teilen noch eine weitere Versuchsreihe mit, welche ein bemerkenswertes Interesse bietet.

Wir haben auf ein Glasröhrchen aus 1,65 mm

starkem Kupferdraht eine Spule gewickelt. Diese hatte vier Lagen, war 5 cm lang und hatte insgesamt etwa 120 Windungen. In diese Spule konnten wir zwei Kerne einführen, einen massiven Kern aus weichem Eisen von prismatischer Gestalt von quadratischem Querschnitt, der 5 cm lang war und eine Seitenlänge von 0,55 cm hatte, und einen zweiten aus Magnetit, von denselben Abmessungen wie der erste, der aus einem Kristall dieses Minerals geschnitten war.

Natürlich wies das weiche Eisen eine weit höhere magnetische Permeabilität auf als der Magnetit, während dieser einen viel größeren elektrischen Widerstand hatte und magnetisch sehr hart war. Wir haben die in Rede stehende Spule einmal mit dem Glasplattenkondensator von 98100 cm Kapazität, das anderemal mit dem Luftkondensator von 14130 cm Kapazität verbunden und beide Male die Entladung erfolgen lassen, während wir in gewohnter Weise die Schwingungsperiode maßen, sowohl wenn der Eisenkern als auch wenn der Magnetitkern eingeführt war.

Die Messung der aufeinanderfolgenden Halbperioden, aus denen sich jede Entladung zusammensetzt, liefert im vorliegenden Falle, wenn die Spule den Eisenkern enthält, einen Wert, der gegen das Ende der Entladung kaum wächst, im Gegensatz zu den gewöhnlich gemachten Beobachtungen; hingegen ist die Dämpfung stets sehr merklich. Die Schwingungsperiode erweist sich bei der höheren Frequenz, die wir bei dieser Versuchsreihe hatten, deutlich kleiner, wenn der Eisenkern in die Spule eingeführt ist, als wenn er nicht darin ist. Bei der geringeren Frequenz hingegen ergibt er sich für diese beiden Fälle als nahezu gleich. Wir haben also den von der Theorie vorhergesehenen Fall, daß nämlich die Einführung des Eisenkernes die Selbstinduktion merklich vermindern kann. Führen wir jedoch den Magnetitkern ein, so finden wir deutlich die Erscheinung der allmählichen Zunahme der Periode mit dem Fortschreiten der Entladung und die Zunahme jeder Periode gegenüber ihrem Werte ohne den Magnetitkern.

Wir geben hier die Ergebnisse unserer Messungen an zwei Photographien wieder, deren eine mit dem Eisenkern in der Spule, und deren andere mit dem Magnetitkern aufgenommen worden ist. Die mitgeteilten Werte geben die Dauer der aufeinanderfolgenden ganzen Perioden an, wie sie aus der Messung aller Halbperioden abgeleitet sind. In beiden Fällen gelangte derselbe Kondensator zur Verwendung:

Dauer der aufeinanderfolgenden Halbperioden einer Entladung mit Eisenkern in der Spule:

0,0000175 0,0000172 0,0000174 0,0000178
0,0000178 0,0000180.

Dauer der aufeinanderfolgenden Halbperioden einer Entladung mit Magnetitkern in der Spule:

0,0000184 0,0000182 0,0000197 0,0000199
0,0000218 0,0000214.

Wir lassen hier weiter die Mittelwerte aus verschiedenen Messungen folgen:

Kondensator von der Kapazität . . . . in cm	98100	14310
Dauer der Schwingungsperiode in Sekunden, ohne Kern	0,0000177	0,00000652
„ mit Eisenkern	0,0000176	0,00000641
„ mit Magnetitkern	0,0000201	0,00000741

Die Dämpfung der Entladung ist mit dem Eisenkern etwas größer als mit dem Magnetitkern, während die Magnetisierung im zweiten Falle viel größer ist, obwohl das Material magnetisch viel härter und weniger permeabel ist. Das rührt von dem hohen spezifischen Widerstande des Magnets her, welcher eine beträchtliche Verringerung der Foucault-Ströme mit sich bringt. Diese Messungen zeigen uns also, welch große Energiemenge die parasitären Ströme zerstreuen, und welche Bedeutung sie für die Dämpfung besitzen.

Die hier mitgeteilten Experimentaluntersuchungen bilden somit eine volle Bestätigung der theoretischen Betrachtungen, welche wir im früheren Teile unserer Arbeit ausgeführt haben. Sie zeigen weiter deutlich, daß die Entladung aufhört, ein periodischer Vorgang zu sein, wenn wir Eisen in der Spule haben, und daß alsdann die Dauer der aufeinanderfolgenden Schwingungen mit fortschreitender Entladung, das heißt mit abnehmender Stärke des Magnetisierungsfeldes, wächst. Mit anderen Worten: in solchen schnell veränderlichen Magnetfeldern zeigt die Abhängigkeit von μ von der magnetisierenden Kraft einen analogen Verlauf, wie man ihn bei langsamen Änderungen der Feldstärke findet. Diese bemerkenswerten Änderungen der Periode, denen wir in einer und derselben Entladung begegnen, bilden eine klare Bestätigung unserer Ausführungen in unserer Mitteilung über die Untersuchung der Entladung in Eisendrähten. In unseren vorliegenden Untersuchungen haben wir die Einflüsse der Magnetisierung des Eisens scharf von denen der Foucault-Ströme getrennt und gezeigt, wie man die Versuchsbedingungen passend wählen kann, um vorwiegend den einen oder den anderen dieser Einflüsse zu erhalten.

Man könnte dazu schreiten, aus dem gesammelten Versuchsmaterial den Wert von μ experimentell zu bestimmen.

Wir machen übrigens darauf aufmerksam, daß diese Untersuchungen sehr geeignet sind, unsere Kenntnisse über die Art und Weise, wie die Entladung erfolgt, wenn sich in dem von ihr erzeugten Magnetfelde Eisen befindet, zu vermehren, zu klären und zu berichtigen, daß sie dagegen einen indirekten und verwickelten Weg zum Übergang von dem Werte der Periode zu dem von μ bieten, und daß sie auf jeden Fall nur zur Bestimmung eines Mittelwertes führen.

Wir haben es deshalb vorgezogen, auf die unmittelbare Untersuchung der Magnetisierungsschleifen zurückzugreifen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Dezember 1907.)

Lichtempfindlichkeit des Selens.

Von Chr. Ries.

Einige neuere Abhandlungen über die Lichtempfindlichkeit des Selens haben mich veranlaßt, meine Arbeiten über diesen Gegenstand („Das elektrische Verhalten des kristallinischen Selens gegen Wärme und Licht", Doktordissertation, Erlangen 1902) wieder aufzunehmen.

Die Wirkung des Lichts auf das kristallinische Selen ist eine zweifache, es vermag den Widerstand der Selenzellen zu ändern, ferner eine E.M.K. in ihnen zu erzeugen. Je nach dem Zweck, dem das Selen dienen soll, ist die Herstellung der Zellen eine verschiedene (Diss. S. 5—7, 12, 30). Im allgemeinen unterscheidet man folgende Arten:

I. Feste Selenelemente, die bei Beleuchtung ihren Widerstand ändern.

II. Photoelektromotorisch wirksame Elemente und zwar
   a) feste
   b) galvanische.

I.

Ich will mich vorerst den Selenelementen zuwenden, die unter dem Einfluß des Lichts ihren Widerstand verringern. Die verschiedenen Arbeiten über diese Erscheinung zeigen, daß die Herstellung der zu den Versuchen benützten Elemente recht verschieden war in bezug auf die Überführung des Selen in den kristallinischen Zustand, die Höhe der Temperatur, die Dauer der Erwärmung, die Art der Abkühlung usw. Ich habe es mir zur Aufgabe gemacht, die einzelnen Methoden zu untersuchen, um feststellen zu können, welche von ihnen sich am besten bewährt. Nun ist es aber eine bekannte Tatsache, daß Selenelemente selten auch nur annähernd gleich ausfallen. Es war daher notwendig, besonders sorgfältige Vorarbeiten auszuführen.

In Steinplatten wurden parallel zueinander in geringem Abstande Vertiefungen geritzt. Die Drähte wurden erst mäßig stark erwärmt und dann in diese Vertiefungen gelegt. Dadurch wurde erreicht, daß die Drähte fest an der Platte hafteten und bei der nachfolgenden Erwärmung ihre Lage nicht änderten.

Zur Erwärmung benutzte ich ein Luftbad. In einem Metallzylinder war in horizontaler Lage ein dickes Kupferblech zur Aufnahme der Präparate aufgehängt. An zwei gegenüberliegenden Stellen desselben waren Thermometer angebracht, welche so lange verschoben wurden, bis sie 217° anzeigten, wenn ein auf dem Kupferblech liegendes kristallinisches Stück Selen schmolz. Die Thermometer gaben nun die genaue Temperatur der auf dem Kupferblech liegenden Präparate an. Die Erwärmung des Zylinders erfolgte durch mehrere kleinere Flammen gleichmäßig. Die Herstellung geschah stets im verdunkelten Zimmer.

Zur Beleuchtung diente eine schwächere, konstante Lichtquelle, deren Wärmestrahlen nach Möglichkeit ausgeschlossen waren. Sämtliche Versuche wurden bei gleicher Beleuchtung ausgeführt.

Zur Überführung des Selens in den kristallinischen Zustand habe ich in meiner Dissertation (S. 12—14) 4 Methoden angegeben und zwar:

a) Die Selenpräparate werden erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung auf 100—217° in den kristallinischen Zustand übergeführt.

b) Die mit Draht bewickelten Platten werden auf 100—217° erwärmt und dann mit dem amorphen Stangenselen bestrichen; dasselbe schmilzt dann und geht gleich darauf in den kristallinischen Zustand über.

c) Erhitzt man das Selen bis über den Schmelzpunkt, kühlt es rasch auf 210° ab und erhält es längere Zeit auf dieser Temperatur, so geht es allmählich in den kristallinischen Zustand über.

d) Man trägt das Selen bei einer Temperatur über 217° auf und kühlt es unter beständigem Rühren und Erschüttern ab; das Selen geht dann allmählich in den kristallinischen Zustand über (während es ohne Rühren in den amorphen übergehen würde).

Die Methode d lieferte Elemente von äußerst hohem Widerstand und recht geringer Empfindlichkeit. Ich kann daher über diese Methode nur dasselbe ungünstige Urteil fällen,

wie ich es über die Methode c bereits in meiner Dissertation (S. 13) abgegeben habe.

Um Elemente, die nach der Methode a bezw. b ausgeführt werden, miteinander vergleichen zu können, habe ich immer ein Paar miteinander hergestellt. Ein amorphes Selenpräparat und eine umwickelte Platte wurden zugleich erwärmt; das Selenpräparat ging allmählich in die kristallinische Modifikation über und bei einer Temperatur von etwa 200° wurde die Platte mit Selen bestrichen; hierauf wurden beide Elemente abgekühlt. Auf diese Weise stellte ich 3 Paare her. Die nach der Methode a hergestellten Elemente waren sämtlich gut brauchbar, von den nach der Methode b hergestellten war nur eines brauchbar. Von den beiden anderen Elementen hatte das eine nur geringe Empfindlichkeit und einen sehr hohen Widerstand, der beständigen Schwankungen unterworfen war, das andere aber zeigte fast gar keine Empfindlichkeit und einen sehr geringen Widerstand, der 2 Stunden nach der Herstellung zwischen 1000—1500 und am folgenden Tage zwischen 5000 und 8000 Ohm schwankte. Aus diesen Versuchen ergibt sich, daß die Methode b unzuverlässig ist, wie auch aus späteren Versuchen geschlossen werden kann.

Es handelt sich nun darum, mittels der Methode a zu untersuchen, unter welchen Bedingungen man die besten Selenelemente erhält; dieselben müssen möglichst hohe Empfindlichkeit mit geringem Widerstand verbinden, Widerstand und Empfindlichkeit müssen möglichst konstant sein, der Photoeffekt möglichst rasch sein Maximum erreichen, Nachwirkung und der Einfluß von Erschütterungen möglichst gering sein.

Ruhmer[1]) und Hesehus[2]) unterscheiden zwischen hartem und weichem Selen; ersteres entsteht beim Erhitzen von 100—150° und darauffolgender rascher Abkühlung, letzteres bildet sich beim Erhitzen bis 200° und langsamer Abkühlung. Nach Hesehus wird beim harten Selen infolge der schnellen Abkühlung eine wenig empfindliche äußere Schicht gebildet, welche nur wenig permeabel für schwache Lichtstrahlen ist. Meine Versuche haben indes gezeigt, daß gerade durch rasche Abkühlung die Empfindlichkeit der Elemente gesteigert wird. Ich kann daher mit der genannten Einteilung nicht einverstanden sein. Nach Ruhmer ist das harte Selen empfindlich für starke Beleuchtung, weiches Selen sehr empfindlich für schwache Beleuchtung, ändert aber bei starker Beleuchtung seinen Widerstand verhältnismäßig weniger als die harten Zellen. Meine bei niedriger Temperatur hergestellten Elemente zeigten durchweg hohen, veränderlichen Widerstand und geringe Empfindlichkeit, so daß sie praktisch keine besondere Bedeutung erlangen; ich habe sie daher von meinen weiteren Versuchen ausgeschlossen.

Durch frühere Versuche (Diss. S. 26, 27) habe ich bereits nachgewiesen, daß der Widerstand der Elemente mit der Höhe der Erwärmung bis zum Schmelzpunkt beständig abnimmt, die Lichtempfindlichkeit dagegen bei 195° ihr Maximum erreicht, um nachher wieder zu fallen. Bei diesen Versuchen wurde damals langsame Abkühlung angewendet, rasche Abkühlung aber nicht weiter beachtet. Ich habe nun diese Versuche mit besonderer Berücksichtigung der raschen Abkühlung wieder auf-

1) Diese Zeitschr. 3, 468, 1902.
2) Diese Zeitschr. 7, 163, 1906.

Tabelle Ia.

Temperatur	Widerstände (1000er fehlen)						Photoeffekt		Nachwirkung	
	im Dunkeln		belichtet		abgedunkelt					
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
170°	1300	1810	770	1230	980	1430	0,407	0,321	2,52	2,90
180°	726	630	398	410	498	483	0,451	0,349	3,28	3,01
190°	126	126	66	75	89	91	0,476	0,405	2,61	3,19
200°	120	111	57	69	76	83	0,525	0,379	3,32	3,00
210°	75	96	36	64	50	75	0,520	0,333	2,78	2,91
216,5°	67	67	31	43	44	51	0,537	0,358	2,77	3,00

Ib.

Temperatur	im Dunkeln, rasche Abkühlung	im Dunkeln, langsame Abkühlung	belichtet, rasche Abkühlung	belichtet, langsame Abkühlung	abgedunkelt, rasche Abkühlung	abgedunkelt, langsame Abkühlung	Photoeffekt, rasche Abkühlung	Photoeffekt, langsame Abkühlung	Nachwirkung, rasche Abkühlung	Nachwirkung, langsame Abkühlung
170°	1530	2080	940	1430	1210	1710	0,386	0,314	2,18	2,32
180°	786	676	480	452	608	538	0,389	0,331	2,39	2,61
190°	150	137	86	84	116	107	0,426	0,387	2,13	2,30
200°	130	123	72	77	98	96	0,446	0,374	2,23	2,42
210°	77	97	43	—	58	—	0,442	—	2,27	—
216.5°	68	67	38	48	53	56	0,441	0,284	2,00	2,11

genommen. Zwei Elemente, welche möglichst gleich hergestellt waren, wurden zugleich mäßig rasch bis 170^0 erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Zwei Stunden nach der Herstellung wurden dieselben geprüft und nach weiteren 12 Stunden einer zweiten Prüfung unterzogen. Hierauf erwärmte ich dieselben Präparate der Reihe nach bis 180^0, 190^0, 200^0, 210^0, 216,5^0. Die Abkühlung und Prüfung war die gleiche wie bei 170^0. Tabelle I enthält eine meiner Versuchsreihen und zwar finden sich in Tabelle Ia die Resultate der ersten nach 2 Stunden erfolgten Prüfung und in Ib die der zweiten Prüfung nach weiteren 12 Stunden.

Die Nachwirkung des Lichts nach der Abdunkelung ist in den Tabellen angegeben als der Quotient aus der Widerstandsänderung bei der Belichtung und der Widerstandsänderung bei der nachfolgenden Abdunkelung. Je geringer die Widerstandsänderung bei der Abdunkelung ist, desto größer ist die Nachwirkung, desto größer ist aber auch der Quotient. Derselbe gibt also direkt die Größe der Nachwirkung an. Die Belichtung und Abdunkelung wurde in der Weise vorgenommen, daß stets 3 Minuten lang belichtet und dann 3 Minuten abgedunkelt wurde. Die in den Tabellen angegebenen Größen beziehen sich also auf 3 Minuten lange Belichtung und 3 Minuten lange Abdunkelung.

Aus den Tabellen und anderen Versuchsreihen ergibt sich: der lichtelektrische Effekt nimmt bei langsamer Abkühlung mit der Temperatursteigerung beständig zu, um von 200^0 ab wieder zu fallen. Dieses Resultat stimmt mit meinen früheren Versuchsergebnissen genau überein, nach denen das Maximum der Lichtempfindlichkeit bei 195^0 liegt. Bei rascher Abkühlung dagegen erleidet der Photoeffekt bis zum Schmelzpunkt immer noch eine mäßige Zunahme. Die Lichtempfindlichkeit ist bei rascher Abkühlung bedeutend stärker als bei langsamer; doch nimmt die bei rascher Abkühlung erhaltene Lichtempfindlichkeit (besonders über 200^0) rasch wieder ab, während der bei langsamer Abkühlung hervorgerufene Effekt (namentlich unter 200^0) sich mit der Zeit weniger ändert. Die Nachwirkung war bei den rasch abgekühlten Elementen im allgemeinen geringer als bei den langsam abgekühlten, nimmt aber zugleich mit dem Photoeffekt allmählich ab.

Die vorstehenden Versuche gaben die Veranlassung zu einer Reihe weiterer Fragen, die ich kurz folgendermaßen ausdrücken will:

1. Wie ändert sich die Lichtempfindlichkeit bei längerer Erwärmung auf 195^0?

2. Wie ändert sich die Lichtempfindlichkeit bei längerer Erwärmung auf 210^0?

3. Wie ändert sich Lichtempfindlichkeit, Nachwirkung und Widerstand der rasch bezw. langsam abgekühlten Elemente mit der Zeit?

Um die erste Frage zu beantworten, habe ich zwei möglichst gleiche Elemente 1 Minute lang auf 195^0 erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Eine Stunde nach der Herstellung erfolgte die erste, nach weiteren 12 Stunden die zweite Prüfung. Hierauf wurden beide Elemente 10 bezw. 20 bezw. 30 bezw. 40 Minuten auf 195^0 erhalten, die Abkühlung und Prüfung vollzog sich wie im ersten Fall. Die Resultate einer meiner Versuchsreihen finden sich in Tabelle II.

Tabelle II.

Dauer der Erwärmung	Effekt nach 1 Std.		Effekt nach 12 Std.	
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
1 Min.	0,351	0,325	0,319	0,301
10 „	0,433	0,397	0,398	0,367
20 „	0,500	0,432	0,436	0,398
30 „	0,553	0,447	0,491	0,412
40 „	0,578	0,453	0,487	0,414

Aus den Versuchen folgt, daß bei längerer Erwärmung auf 195^0 die lichtelektrische Empfindlichkeit bedeutend zunimmt und zwar zeigen die rasch abgekühlten Elemente einen größeren Photoeffekt als die langsam abgekühlten; dieser nimmt jedoch bei den schnell abgekühlten Zellen mit der Zeit rascher ab als bei den langsam abgekühlten. Während bei den Zellen, die mäßig rasch erwärmt und nur kurze Zeit auf dieser Temperatur erhalten wurden, die Lichtwirkung sich allmählich vollzieht, nähert sich bei den längere Zeit auf 195^0 erwärmten Elementen der Effekt sehr rasch einem Maximum. Auch nimmt die Nachwirkung mit der Dauer der Erwärmung etwas ab. Die Lichtempfindlichkeit wird somit durch lang dauernde Erwärmung auf 195^0 sehr begünstigt. Ferner verringert sich mit der Dauer der Erwärmung der Widerstand der Elemente. Erschütterungen hatten bei den längere Zeit erhitzten Zellen keinen wesentlichen Einfluß.

Zur Beantwortung der zweiten Frage wurden 2 Elemente auf 210^0 erwärmt, das eine rasch, das andere langsam abgekühlt und 1 Stunde

Tabelle III.

Dauer der Erwärmung	Effekt	
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
4 Min.	0,333	0,313
8 „	0,298	0,348
12 „	0,338	0,362
16 „	0,285	0,340
20 „	0,308	0,313



nach der Herstellung geprüft. Hierauf erfolgte die zweite, etwas längere Erwärmung usw. Tabelle III enthält die Resultate dieser Versuchsreihe.

Aus Tabelle I hat sich ergeben, daß die durch Erwärmung auf 195⁰ und langsame Abkühlung erzeugte Lichtempfindlichkeit durch die nachfolgenden Erwärmungen auf höhere Temperaturen beständig herabgedrückt wurde; man könnte daraus schließen, daß Temperaturen über 200⁰ die Lichtempfindlichkeit zu zerstören suchen. Tabelle III zeigt indes, daß der Effekt durch die Dauer der Erwärmung nicht wesentlich beeinflußt wird; in einigen Fällen wurde eine geringe Zunahme, in anderen eine unbedeutende Abnahme beobachtet. Rasche und langsame Abkühlung hatten in diesem Falle keinen wesentlichen Einfluß. Die durch Erwärmung auf 210⁰ erhaltene Lichtempfindlichkeit ist also keiner besonderen Steigerung durch lange Erwärmung fähig, kann aber auch nicht durch dieselbe zerstört werden.

Von besonderer Bedeutung ist die dritte Frage. Zwei Elemente wurden über 1/2 Stunde auf 195⁰ erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Um die Veränderung des Widerstands, der Lichtempfindlichkeit und der Nachwirkung mit der Zeit festzustellen, wurden die Elemente täglich geprüft. Tabelle IV enthält eine der angestellten Versuchsreihen.

Tabelle IV.

Tag	Effekt		Widerstand im Dunkeln		Nachwirkung	
	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.
1.	0,580	0,458	69600	82200	3,09	2,66
2.	0,464	0,403	82800	97000	2,65	2,27
3.	0,393	0,334	84200	98000	2,29	1,98
4.	0,387	0,330	85000	98500	1,71	1,80
5.	0,398	0,342	83000	97000	1,87	1,85
6.	0,387	0,333	85000	98000	1,80	1,78

Auch bei diesen Versuchen zeigten die rasch abgekühlten Elemente einen bedeutend größeren Effekt als die langsam abgekühlten. Die Empfindlichkeit beider Arten sank in den ersten Tagen erst rasch, dann immer langsamer, um sich schon nach ungefähr drei Tagen einem Minimum zu nähern. Obwohl die rasch abgekühlten Elemente ein bedeutend stärkeres Sinken der Empfindlichkeit aufwiesen als die langsam abgekühlten, blieb doch der Effekt bei den rasch abgekühlten Zellen schließlich noch weit stärker. Rasche Abkühlung begünstigt also die Lichtempfindlichkeit. Die Nachwirkung war in den ersten Tagen bei den rasch abgekühlten Elementen größer als bei den anderen; es hat dies wohl seinen Grund in dem hohen photoelektrischen Effekt jener Elemente. Als aber die Lichtempfindlichkeit einen konstanten Wert angenommen hatte, war bei beiden Arten kein Unterschied mehr in der Nachwirkung zu beobachten. Was schließlich den Widerstand der Zellen betrifft, so nimmt derselbe bei beiden Arten schon nach wenigen Tagen eine ziemlich konstante Größe an.

Schließlich möchte ich noch eines bemerken. Elemente, welche mäßig rasch und nur kurze Zeit erhitzt worden waren, hatten gewöhnlich hohen Widerstand, der häufig Schwankungen unterworfen war. Ich erinnerte mich bei ihnen stets an die nach der Methode b hergestellten Elemente, welche z. T. dasselbe Verhalten zeigten. Es dürfte dies wohl auf der kurzen Erwärmung bei der Methode b beruhen. Da lang dauernde Erwärmung auf die Empfindlichkeit der Selenzellen einen günstigen Einfluß hat, so dürfte schon daraus auf die Unzuverlässigkeit der Methode b zu schließen sein.

Auf Grund all dieser Versuche komme ich zu dem Schluß: Selenpräparate müssen erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung in die kristallinische Modifikation übergeführt werden; sie sind langsam bis 195⁰ zu erwärmen, ungefähr 1/2 Stunde auf dieser Temperatur zu erhalten und rasch abzukühlen.

Bei den eben beschriebenen Arbeiten habe ich stets die gleiche Stromquelle (Akkumulator mit 2 Volt) benützt, weil die Leitfähigkeit des Selens mit Vergrößerung der E.M.K. zunimmt. Da ich wiederholt eine ganze Versuchsreihe mit demselben Selenelement ausführte, so mußte ich stets den Strom in der gleichen Richtung hindurchsenden; denn der Widerstand der Selenelemente ist je nach der Richtung des Stromes verschieden und außerdem erleichtert ein durch das Selen geleiteter Strom den Durchgang eines später in entgegengesetzter Richtung hindurchgeleiteten Stromes. Ich will hier einen Versuch anführen, zu dem ich ein Selenelement benützte, das in der einen Richtung 480,000, in der anderen 471,000 Ohm Widerstand hatte. Ich sandte durch dasselbe immer stärkere Ströme je 10 Minuten lang und maß dann den Widerstand in der entgegengesetzten Richtung. Tabelle V enthält die Resultate dieses Versuchs.

Tabelle V.

E.M.K.	0	0,4	0,8	1,2
Widerstand	480,000	476,000	474,000	473,000

E.M.K.	1,6	2	2 (Zwei Std. lang)
Widerstand	473,000	472,500	467,000

Zum Schluß will ich noch auf einen Punkt in meiner Dissertation zurückkommen. Ich habe nachgewiesen, daß das auf höhere Temperatur erwärmte Selen innerhalb gewisser Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten besitzt und daß das Maximum des Widerstands bezw. der positive Temperaturkoeffizient schon nach kurzer Zeit eine beständige Lage einnimmt. Ich habe nun das Selenelement, dessen Maximum vor sechs Jahren bei $+23^0$ lag, nochmals nachgeprüft und gefunden, daß sich dasselbe nicht um einen Grad verschoben hat. Dadurch wird meine damalige Behauptung vollkommen bestätigt.

II.

Mitteilungen von Reinganum[1]) haben mich veranlaßt, meine Arbeiten über galvanische Selenelemente (Diss. S. 29—31) wieder aufzunehmen. Ich habe damals festgestellt, daß in galvanischen Selenelementen der lichtelektrische Strom stets in der Lichtrichtung fließt. Wenn die Selenelektrode im Dunkeln positiv ist, d. h. der Strom von ihr durch die Flüssigkeit fließt, so bewirkt das Licht eine Abnahme des vorhandenen Stromes oder erzeugt einen entgegengesetzt gerichteten Strom, ist die Selenelektrode aber im Dunkeln negativ, so wird dieselbe bei Belichtung noch stärker negativ, d. h. es erfolgt eine Zunahme des Stromes. Reinganum hat nun in den Stromkreis noch eine E.M.K. eingeschaltet und gefunden, daß die Empfindlichkeit in hohem Maße von der angelegten Spannung abhängt und bei einer bestimmten Spannung ein Maximum aufweist. War die mit Selen überzogene Elektrode mit dem negativen Pol verbunden, so erfolgte bei Belichtung stets eine deutliche Stromzunahme und zwar das Maximum bei — 0,506 Volt; bei + 0,4 und + 0,5 Volt trat eine Stromabnahme ein. Dadurch wird das von mir aufgestellte Gesetz über die Richtung des photoelektrischen Stromes in galvanischen Selenzellen bestätigt. In einem Falle allerdings beobachtete Reinganum eine Ausnahme, bei + 0,6 Volt trat nämlich eine geringe Stromzunahme ein. Reinganum meint, diese Zunahme könnte in der Erhöhung der Leitfähigkeit, die bei positiven Potentialen der erregten Spannung entgegenwirkt, begründet sein. Polarisation macht sich häufig geltend, ihr Einfluß äußert sich besonders bei Anlegen einer positiven Spannung. Als Elektrolyt verwendete er schweflige Säure von der Konzentration 3,12 Proz.

Ich habe nun den Einfluß der Polarisation auf die Lichtempfindlichkeit der Selenelektroden folgendermaßen untersucht: Zwei mit Selen überzogene Elektroden wurden einander gegenüber gestellt und die eine mit dem positiven, die andere mit dem negativen Pol eines Akkumulators verbunden; die E.M.K. wurde durch Abzweigung immer um 0,2 Volt geändert. Zuerst wurde der lichtelektrische Effekt der in sich geschlossenen Zelle bestimmt. Dann wurde eine E.M.K. von 0,2 Volt eingeschaltet; nach 20 Minuten wurde die Stromquelle ausgeschaltet und die mit dem negativen Pol verbundene Selenelektrode durch ein blankes Platinblech ersetzt. Dies geschah deswegen, weil nur die vorher mit dem + Pol verbundene Selenelektrode belichtet werden sollte und die Lichtwirkung auf die andere Selenelektrode nie ganz hätte ausgeschlossen werden können. Nachdem die Stromstärke im Dunkeln gemessen war, ließ ich die Lichtstrahlen 10 Sek. auf die Selenelektrode einwirken und bestimmte den Photoeffekt, d. h. die durch das Licht hervorgerufene Änderung der Stromstärke. Das Element durfte nun eine angemessene Zeit ausruhen, worauf die zweite Selenelektrode wieder eingesetzt, eine höhere E.M.K. eingeschaltet und der Versuch in der gleichen Weise wiederholt wurde. Um die Wirkung des Lichtes auf die mit dem negativen Pol verbundene Selenelektrode zu bestimmen, wurde eine neue Versuchsreihe bei gleichem Verfahren ausgeführt; es wurde dann die mit dem + Pol vorher verbundene Selenelektrode durch ein Platinblech ersetzt.

Tabelle VI enthält in der ersten vertikalen Reihe die elektromotorischen Kräfte, welche verwendet wurden, in der zweiten und dritten Reihe die Ausschläge bei Belichtung der mit dem + bezw. — Pol verbundenen Elektroden. Die erste horizontale Reihe gibt den lichtelektrischen Effekt der nichtpolarisierten Elektroden an.

Tabelle VI.

E.M.K.	Photoeffekt	
	+ Pol	— Pol
0	52	56
0,2	50	60
0,4	67	54
0,6	82	32
0,8	120	20
1	180	10
1,2	220	0
1,4	150	0
1,6	120	
1,8	100	
2	90	0
2	80	
2 10 Std.	37	

Die Kurven in VII veranschaulichen die Abhängigkeit des Photoeffekts von der Stärke der Polarisation. In horizontaler Richtung

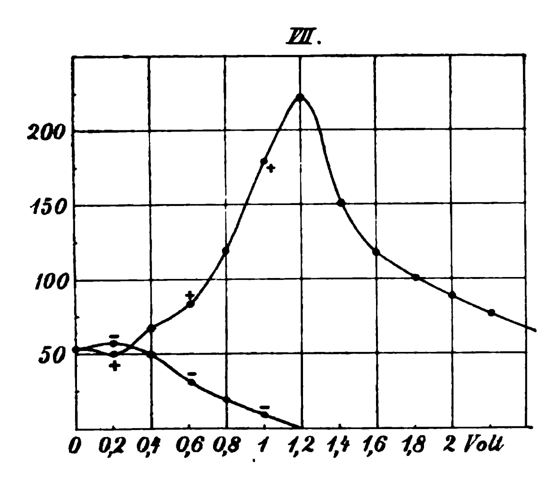
1) Diese Zeitschr. 7, 786, 1906; 8, 293, 1907.

wurde die E.M.K., in vertikaler der Effekt angetragen. Beide Kurven weisen am Anfang eine Unregelmäßigkeit auf, die eine biegt nach unten, die andere gleich stark nach oben aus; sie schneiden sich dann in einem Punkte, welcher dem Ausgangspunkt entspricht, hierauf steigt die eine rasch an, während die andere zum Nullpunkt abfällt. Beide Elektroden verhalten sich also genau entgegengesetzt, schließlich stimmt der Punkt maximaler Empfindlichkeit mit dem absoluter Unempfindlichkeit der anderen überein.

Als Flüssigkeit verwendete ich wegen der längeren Haltbarkeit der Elektroden gewöhnliches Wasser; der Widerstand meiner Elemente betrug ungefähr 1500 Ohm. In einigen Fällen wandte ich schwachprozentige Schwefelsäure an und erzielte bedeutend stärkere Ausschläge. Durch die von Reinganum vorgeschlagene Verdünnung der Selenschicht läßt sich die Empfindlichkeit noch weiter steigern.

Meine Versuchsergebnisse an galvanischen Selenelementen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

VII.



Der Photostrom fließt stets in der Richtung der Lichtstrahlen, d. h. von der beschatteten durch die Flüssigkeit zur belichteten Selenelektrode. Polarisation kann den Photoeffekt ganz bedeutend fördern, aber auch vollständig vernichten. War die belichtete Elektrode mit dem positiven Pol verbunden, so begünstigt schwächere Polarisation den Effekt bedeutend, während ihn starke Polarisation schwächen kann. War aber die belichtete Elektrode mit dem negativen Pol verbunden, so schwächt schon geringere Polarisation den Effekt, um ihn schließlich ganz zu vernichten. Die Polarisation hat also nicht auf die Richtung, sondern nur auf die Stärke des photoelektrischen Stromes einen Einfluß.

Wir haben somit einen neuen Weg, durch geeignete Polarisation, Wahl einer entsprechenden Flüssigkeit und Dünnheit der Selenschicht galvanische Selenelemente höchster Empfindlichkeit herzustellen.

(Eingegangen 31. Dezember 1907.)

Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten.

Von E. Bose und F. Conrat.

Vor einiger Zeit hat der eine von uns in dieser Zeitschrift[1]) darauf hingewiesen, daß es sich bei den von Schenck und namentlich von dessen Schülern Eichwald und Bühner beschriebenen „sprungweisen" Dichte- und Viskositätsänderungen, welche an sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten beobachtet wurden, gar nicht um wirkliche Diskontinuitäten handelt. Es sind vielmehr von den betreffenden Beobachtern selbst in zahlreichen Fällen Zwischenpunkte aus dem keineswegs sehr schmalen Gebiete schneller Änderungen der betreffenden Eigenschaft festgelegt worden. Es konnte jedenfalls aus den bisher vorliegenden Versuchen durchaus nicht mit Sicherheit auf die Existenz isothermer Unstetigkeiten geschlossen werden. Da aber quasi-sprungweise Änderungen ähnlichen Grades, wie die von Eichwald und Bühner beobachteten, auch bei Emulsionen nicht ausgeschlossen erscheinen, so waren die vorliegenden Beobachtungen keineswegs das Experimentum crucis gegen die Emulsionstheorie der kristallinischen Flüssigkeiten, als welches dieselben gewissermaßen von den genannten Forschern betrachtet wurden. Eher könnte umgekehrt der Nachweis, daß es sich hier nur um quasi unstetige d. h. auf ein gewisses Temperaturbereich sich erstreckende Änderungen gewisser Eigenschaften, keineswegs aber um isotherme Diskontinuitäten derselben handelt, zu einem Experimentum crucis gegen das Bestehen eines wahren Umwandlungspunktes werden. Demgemäß hat auch Herr Schenck der von ihm vertretenenen Theorie zuliebe in der Diskussion zu einem Vortrage des einen von uns[2]) folgerichtig die Genauigkeit der Beobachtungen von Eichwald und Bühner bezweifelt. Er führte aus, daß diese Herren z. B. ihre Beobachtungsröhrchen in einem Dampfmantel hängen hatten und den Siedepunkt und damit die Temperatur im Dampfraum durch Zusatz leichter oder schwerer siedender Flüssigkeit veränderten. Es sei dann die Möglichkeit nicht ausgeschlossen,

1) Diese Zeitschr. 8, 347, 1907.
2) Siehe Zeitschr. f. Elektrochemie, 1907.

daß kleine Temperaturunterschiede längs des Ausflußröhrchens eingetreten seien. „Also," fährt Schenck fort, „ist es notwendig, daß man völlig isotherme Versuche durchführt, und daß man sich dem Klärungspunkte von beiden Seiten möglichst nähert und sieht, ob da ein scharfer Sprung auftritt oder diese Biegung." Die Fragestellung ist hiermit von Herrn Schenck klar dahin präzisiert worden, daß es darauf ankommt, ob sich bei genauerer Untersuchung die Kurvenform gemäß Kurve *a* oder *b* in der beistehenden Skizze (Fig. 1) gestaltet. Zum

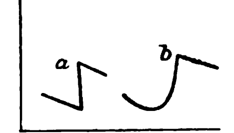


Fig. 1.

Zwecke der Ausführung derartiger Versuche stellte uns dann Herr Schenck Material zur Verfügung, und zwar eine Substanz, welche bezüglich Beständigkeit und Reinheit möglichst hohen Anforderungen genügt, nämlich Anisaldazin. An dieser Substanz sind unter Einhaltung aller erforderlichen Vorsichtsmaßregeln die im folgenden beschriebenen Versuche ausgeführt worden.

Der ursprüngliche Plan war, das Reibungsröhrchen im Dampfe einer reinen siedenden Substanz aufzuhängen und die gewünschten Temperaturänderungen durch verschiedene Einstellung des Drucks zu erreichen. Diesbezügliche Vorversuche befriedigten uns aber nicht, zumal gerade wegen des von Herrn Schenck gegen die Beweiskraft der Versuche seiner eigenen Mitarbeiter erhobenen Einwandes dauernd die höchsten Anforderungen an die Reinheit der siedenden Substanz hätten gestellt werden müssen. Demgegenüber erwies sich für unsere Zwecke als sehr viel brauchbarer und handlicher ein Thermostat mit geschmolzenem Paraffin als Flüssigkeit, in welchem durch eine kräftige Rührung die Temperaturhomogenität jederzeit genügend gewährleistet war. Fig. 2 zeigt die von uns gebrauchte Versuchsanordnung. Ein etwa 28 cm hohes und 12 cm weites Becherglas enthielt Thermoregulator, Reibungsröhrchen, Thermometer und Spiralrührer. Es hing in einem großen mit Asbest umkleideten Eisenring eines schweren Bunsenstatives. Umgeben war der eigentliche Thermostatenbehälter von einem zweiten, weiteren und höheren Becherglas, dessen Boden bis fast an den Rand entfernt war; dieses ruhte wieder auf einem trichterförmigen mit Asbest ausgekleideten Siedeuntersatz aus Schwarzblech, der ein direktes Bestreichen des Reservoirs durch

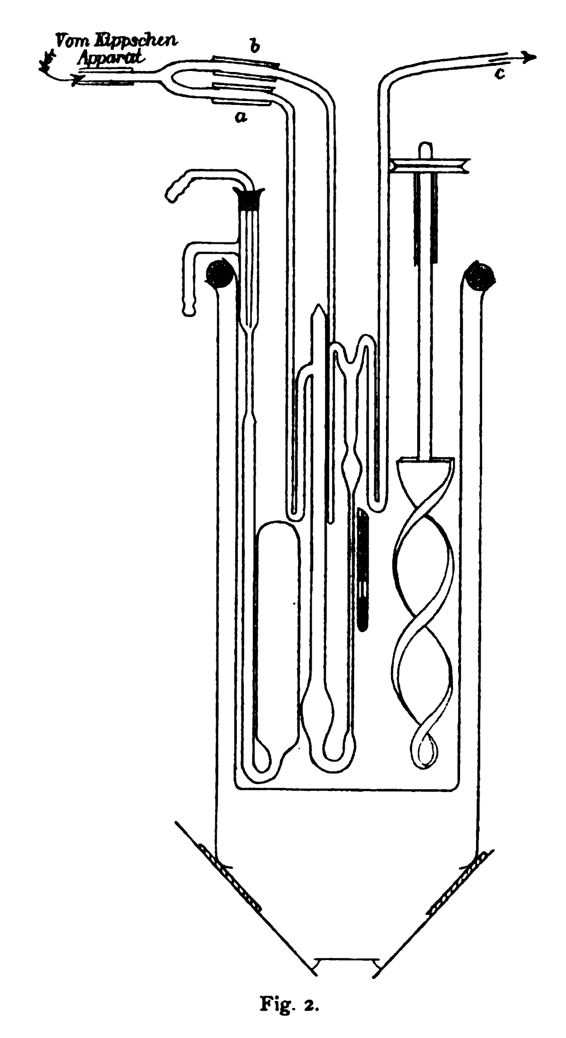


Fig. 2.

die Heizflamme ausschloß. Reguliert wurde die Heizflammengröße mittels eines Thermostatenventils nach Ostwald. Der Spiralrührer wurde von einem Elektromotor betrieben und die Tourenzahl des Rührers möglichst gesteigert, um eine recht intensive Durchmischung der Badflüssigkeit zu erzielen. Da die Aufstellung besonders fest arrangiert war, so konnten wir darin ziemlich weit gehen. Demgemäß stellte sich auch beim Überschreiten des Klärungspunktes in der einen oder anderen Richtung Klärung oder Trübung gleichzeitig im oberen und unteren Reservoir des Reibungsröhrchens ein. Zu Anfang und nach Beendigung jeder Durchflußzeit[1]) wurden genaue Temperaturablesungen gemacht, um die äußerste Temperaturschwankung während des Versuchs zu kennen. Da das fragliche Gebiet der mit steigender Temperatur wachsenden Ausflußzeiten sich mehrere Grad breit erwies, so genügte es für den einzelnen Versuch völlig, die Temperatur innerhalb einiger Zehntel Grade konstant zu

1) In der 2. Versuchsreihe auch inmitten der Durchflußzeit.

erhalten, was die Ausführung der Versuche erheblich beschleunigte und ein mehrfaches Durchwandern des ganzen Gebietes nach steigenden und fallenden Temperaturen ermöglichte. Das Intervall ist in unseren unten tabellarisch wiedergegebenen Versuchen stets angegeben und zugleich beigefügt, ob es im Sinne steigender (→) oder fallender (←) Temperaturen passiert wurde. Von einem Kippschen Kohlensäureentwickelungsapparat wurde dem Reibungsröhrchen ständig ein langsamer Strom gereinigter und getrockneter Kohlensäure zugeführt, der auch das Hinaufdrücken der Substanz in das obere Reservoir übernahm, sobald der Schlauch bei *b* durch einen Quetschhahn geschlossen wurde. Durch *c* strömte somit stets

Tabelle 1.

24. November 1907. Beobachter B.

Nr. der Beobachtung	Mittlere Temperatur in Celsiusgraden	Temperaturschwankung in Celsiusgraden	Durchflußzeit in Sekunden	Bemerkungen
65	169,9	0,6 →	118,3	Die durchfließende Substanz ist stets vom ersten bis zum letzten Augenblicke völlig in trübflüssigem Zustande.
64	171,2	1,6 ←	117,4	
66	171,85	1,7 →	118,8	
63	176,8	2,4 ←	111,4	Ausflußzeit fällt mit steigender Temperatur.
62	178,1	1,3 →	110,0	
48	179,15	0,1 ←	112,6	
49	179,75	0,3 →	109,8	
14	180,0	0,0	107,7	
15	180,0	0,0	107,4	Minimum.
16	180,0	0,0	107,7	
50	180,5	0,2 →	109,8	
51	181,5	0,1 →	111,6	
52	181,25	0,1 ←	112,4	
53	181,35	0,1 →	114,6	
42	181,4	0,2 →	117,7	
18	181,55	0,3 →	114,3	
54	181,65	0,1 →	116,2	
59	181,7	0,0	117,0	Mit steigender Temperatur zunehmende Ausflußzeit.
44	181,8	0,0	115,0	
43	181,9	0,0	118,9	
20	181,95	0,1 →	114,8	
58	181,95	0,1 ←	117,4	
60	182,05	0,1 →	117,0	
21	182,0	0,0	117,6	
19	182,1	0,0	120,3	
17	182,5	0,4 ↔	119,2	
61	182,6	0,4 →	119,6	
55	182,85	0,9 →	127,2	Temperaturanstieg bei diesem Versuch sehr schnell, während der letzten 3—4 Sekunden fließt die Substanz klar durch.
45	182,8	0,0	177	Die Substanz fließt inhomogen, teils klar, teils trübe durch.
46	182,8	0,4 →	151,7	Die erste Hälfte fließt trübe, die zweite klar ab.
47	183,05	0,1 →	167,0	
57	183,4	0,4 ←	165,6	
56	183,8	0,2 ←	167,6	
22	184,05	0,5 ←	173,9	
41	184,2	0,2 ←	165,8	
24	184,33	0,25 →	166,3	
23	184,5	0,6 ←	168,2	
25	184,65	0,1 →	162,9	
26	184,8	0,0	159,9	
38	185,25	0,5 →	171,8	
39	185,9	0,0	166,2	Stets in völlig klarem Zustande durchfließend. Ausflußzeit nimmt bei Temperatursteigerung ab.
40	185,9	0,0	166,2	
27	186,85	1,1 →	157,5	
31	187,95	0,1 →	157,3	
32	188,2	0,1 →	156,7	
30	188,2	0,6 →	155,1	
37	189,0	0,0	161,5	
36	189,2	0,6 →	158,5	
29	189,75	1,5 ←	151,0	
28	189,8	1,4 →	150,9	
34	190,8	0,4 →	157,0	
33	190,95	0,9 →	160,0	
35	191,1	0,2 →	154,1	

Kohlensäure aus und die Substanz konnte demnach niemals mit Luft in Berührung kommen.

Die uns von Herrn Schenck zur Untersuchung übersandte Substanz wurde vor Beginn der Versuche in einer Kohlensäureatmosphäre bei 100° getrocknet, um Spuren des zum Umkristallisieren verwendeten Benzols zu vertreiben. Die Einfüllöffnung des Reibungsröhrchens wurde alsdann zugeschmolzen, so daß nur die Röhrchen *a*, *b*, *c* für den Kohlensäurestrom noch offen blieben. Das Schmelzen der Substanz wurde erst eingeleitet, nachdem längere Zeit zum Vertreiben der Luft verstrichen war.

Tabelle 2.

26. November 1907. Beobachter C.

Nr. der Beobachtung	Mittlere Temperatur	Temperaturschwankung während des Versuchs	Durchflußzeit in Sekunden	Bemerkungen
124	163,8	0,4 ←	113,7	
125	164,0	0,8 →	112,6	
123	164,95	0,4 →	111,8	
122	167.4	0,5 ←	113,7	
121	168,5	0,6 ←	112,4	
128	169,5	0,5 ←	108,9	
126	171,1	0,4 →	108,4	Ausflußzeit fällt bei Anstieg der Temperatur.
114	171,6	2,1 ←	108,6	
127	171,6	0,6 ←	107,6	
113	174,2	1,1 ←	111,0	
112	174,65	0,1 →	112,7	
111	176,4	0,4 ←	109,8	
110	177,2	0,4 →	110,1	
94	177,5	0,4 →	106,2	Minimum.
97	178,73	0,3 ←	107,9	
93	179,23	1,6 ←	108,5	
98	179,9	0,25 →	112,5	
87	179,9	0,2 ←	110,1	
86	180,0	0,6 ←	110,5	
99	180,58	0,15 →	113,5	
100	180,95	0,1 →	116,5	Mit steigender Temperatur **zunehmende** Ausflußzeit.
89	181,05	0,3 ←	113,8	
88	181,07	0,1 ←	113,9	
101	181,2	0,2 →	116,6	
103	181,23	0,15 ←	118,2	
90	181,25	0,15 →	114,5	
104	181,25	0,1 →	122,1	
105	181,28	0,3 →	121,2	
102	181.37	0,15 ←	119,2	Unterhalb der Kapillare Spuren von Klärung.
92	181,45	0,45 ←	115,6	Alles trübe.
91	181,55	0,1 →	124,0	Alles trübe.
106	181,67	0,1 →	130,6	Unterhalb der Kapillare Spuren von Klärung.
107	181,72	0,05 ←	123,8	do. do. do. do. do. do.
108	181,9	0,1 →	122,6	do. do. do. do. do. do.
83	182,5	0,8 ←	163,5	Temperatur ändert sich schnell, während der letzten 2 Sekunden des Versuchs tritt Trübung auf, sonst stets völlig klar.
109	182,6	0,2 →	166,9	
84	183,0	0,2 ←	162,6	
79	183,3	0,8 →	163,1	
68	183,7	0,55 →	161,7	
82	183,7	0,75 →	160,7	
81	184,07	0,4 ←	160,4	
80	184,1	0,1 →	161,0	
69	184,2	0,35 ←	161,6	
129	184,85	0,95 ←	166,7	Stets völlig in klarem Zustande durchfließend.
70	185,95	0,85 →	159,5	Ausflußzeit nimmt mit steigender Temperatur ab.
71	186,75	0,1 →	160,6	
72	186,95	0,0	158,6	
130	187,1	1,3 →	160,3	
77	189.45	0,2 →	152,4	
78	189,47	0,1 →	151,2	
75	191,78	0,1 →	149,8	
74	191,78	0,35 ←	147.5	
76	192,1	0,2 →	148,8	
73	193.9	1,0 ←	145,1	

(Zu Nr. 124 bis 108:) Die ausfließende Substanz ist stets vom ersten bis zum letzten Augenblicke völlig in trübflüssigem Zustande.

Wir führen im folgenden zwei Beobachtungsreihen an, welche von zwei unabhängigen Beobachtern B. und C. durchgeführt worden sind; beide ergeben übereinstimmend, daß schon einige Grade unterhalb der Klärungstemperatur die Ausflußzeit ein Minimum erreicht, von welchem aus sie gegen die Klärungstemperatur hin in immer stärkerem Maße ansteigt. Die Kurvenform gestaltet sich durchaus derart, wie der eine von uns sie von emulsionstheoretischen Gesichtspunkten aus entworfen und an den Beobachtungen Eichwalds und Bühners bestätigt gefunden hatte. Von einer isothermen Diskontinuität kann danach jedenfalls nicht mehr die Rede sein.

Es liegt uns durchaus fern, emulsionstheoretische Konsequenzen aus diesen Beobachtungen zu ziehen, wir wollen lediglich das beigebrachte Beobachtungsmaterial zur Diskussion stellen und darauf hinweisen, daß es jedenfalls durchaus gegen die Deutung der Klärungstemperatur als wahre Umwandlungstemperatur im Sinne der bisherigen Definition spricht. Wir bitten vielmehr nun Herrn Schenck, damit auch von unserer Seite subjektive Faktoren ausgeschlossen sind (vgl. die obenerwähnte Diskussion), seinerseits Versuche an Anisaldazin und möglichst noch an einer Reihe anderer Substanzen anzustellen, um sich persönlich davon zu überzeugen, daß die früher von dem einen von uns herangezogenen Versuche seiner (d. h. des Herrn Schenck) Mitarbeiter Eichwald und Bühner keineswegs allein auf Rechnung einer nicht genügend einwandfreien Versuchsanordnung zu setzen sind.

Betrachten wir das Beobachtungsmaterial der beiden Tabellen, so zeigt sich übereinstimmend, daß die trübe Flüssigkeit mit steigender Temperatur zunächst abnehmende Ausflußzeiten aufweist, d. h. normales Verhalten der Substanz vorliegt, bei weiterem Temperaturanstieg dagegen nehmen die Ausflußzeiten wieder zu und zwar in immer ausgeprägterer Weise, die Klärung der Flüssigkeit erfolgt an der Stelle des steilsten Anstieges, so daß die gerade eben völlig geklärte Flüssigkeit die höchsten Ausflußzeiten aufweist, von da an fällt bei weiterem Temperaturanstieg die Ausflußzeit wieder in normaler Weise ab. Die Kurve entspricht also durchaus dem Typus *b* von Fig. 1. Nach längerem Erhitzen der Substanz findet trotz der Kohlensäureatmosphäre eine spurenweise Zersetzung der Substanz statt, die in einem Sinken der Klärungstemperatur [$182,8^0$ in der ersten Reihe, ca. $181,6^0$ in der zweiten Reihe] zum Ausdruck kommt. Gerade die Tatsache, daß die Kurvenform trotz Änderung der Klärungstemperatur durchaus die gleiche bleibt, ist beweisend dafür, daß nicht etwa eine Spur von Verunreinigung für die ganze Sache verantwortlich gemacht werden kann. Da Herr Bühner, der zuerst die Viskositätsverhältnisse des Anisaldazins untersucht hat, als Klärungstemperatur 180^0 angibt, so ist das von Herrn Schenck uns freundlichst zur Verfügung gestellte Präparat jedenfalls auch am Schlusse unserer Versuche noch erheblich reiner gewesen als das Bühnersche. Man kann demnach kaum im Zweifel darüber sein, daß auch die anderen von den Herren Eichwald und Bühner gefundenen Fälle von Übergangspunkten durchaus richtig beobachteten Tatsachen entsprechen und die Erscheinung keineswegs auf das Anisaldazin beschränkt ist.

Zum Schlusse sei nochmals darauf hingewiesen, daß uns eine rein emulsionstheoretische Deutung der Erscheinungen nicht angebracht erscheint, wie denn auch der eine von uns darauf hingewiesen hat, daß der Emulsionstheorie ebenfalls gewichtige Bedenken entgegenstehen. Um einen wahren Umwandlungspunkt oder Schmelzpunkt aber handelt es sich bei diesen Erscheinungen jedenfalls nicht.

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

Danzig-Langfuhr, im Januar 1908.

(Eingegangen 14. Januar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Ernst Sommerfeldt, Physikalische Kristallographie vom Standpunkt der Strukturtheorie. VII u. 131 S. mit 122 Abbildungen. Leipzig, Chr. Herm. Tauchnitz. 1907. Gebunden M. 6,—.

Das Herrn Professor Becke in Wien gewidmete Buch bezweckt, wie Verfasser in der Vorrede hervorhebt, die sichergestellten Resultate der Arbeiten über Strukturtheorie von einem einheitlichen Standpunkt aus darzustellen, welcher die von Bravais, Sohncke, Schönfließ, Fedorow und Groth zugrunde gelegten Annahmen zu verbinden strebt. Nur Einteilung und Darstellungsart der Punktsysteme sind neu, nicht aber die darüber ausgesprochenen geometrischen Resultate. Den Hauptteil des Buches nimmt die geometrische Entwicklung der Strukturtheorie in Anspruch, die durch eine historische Übersicht ergänzt wird. Weiterhin wird dann die Anwendung der Strukturtheorie auf physikalisch-kristallographische Verhältnisse:

Ätzfiguren, Kohäsionseigenschaften, optisches Drehungsvermögen, Isomorphie, Morphotropie und Polysymmetrie, Zwillingsbildung und Begrenzungsflächen der Kristalle gegeben.

A. Sachs.

Robert Lüpke, Grundzüge der Elektrochemie auf experimenteller Basis. Fünfte, neu bearbeitete Auflage von E. Bose. 8. XII u. 271 S. Mit 80 Textfiguren und 24 Tabellen. Berlin, Julius Springer. 1907. Gebunden M. 6,—.

Wir besitzen eine Anzahl klassischer Werke über die neuere Elektrochemie, welche von Forschern herrühren, die an der Begründung des Gebietes selbst tätig gewesen waren. Jedem dieser Bücher ist die Eigenart seines Verfassers aufgeprägt: es betont den besonderen Anteil, den er an der Ausgestaltung des Gegenstandes genommen hat. Neben diesen Werken hat sich ein Büchlein einen Platz zu erobern verstanden, als dessen selbständige Leistung und Besonderheit zu nennen ist, daß das gesamte Lehrgebäude an der Hand von einfachen, mit großem Geschick durchgeführten Versuchen entwickelt wird. Der pädagogische Wert der hier angegebenen Apparate und Anordnungen erhellt am besten aus der Tatsache, daß wohl kaum eine Experimentalvorlesung über Elektrochemie gehalten wird, ohne daß dabei eine Anzahl der Lüpkeschen Versuche zur Ausführung gelangte.

Die Bearbeitung der fünften Auflage ist nach dem Tode des Verfassers in die Hände von E. Bose übergegangen. Die nahe Beziehung dieser Zeitschrift zu dem Bearbeiter verbietet eine besondere Hervorhebung der Vorzüge dieser Bearbeitung — genug, daß die neu hinzugefügten Stellen dem Charakter des Werkes aufs beste angepaßt sind. Bei manchen Auseinandersetzungen mag es dem Bearbeiter eine gewisse Entsagung gewesen sein, das Vorhandene unverändert zu lassen. Bei aller Pietät gegen den Autor könnte in den wohl bald erforderlichen weiteren Auflagen der Bearbeiter hier und da — z. B. bei der Einleitung zu den Flüssigkeitsketten (S. 134f.) oder bei der Wasserstoffkonzentrationskette (S. 147) — frisch zugreifen, streichen und Eigenes an die Stelle setzen.

Sicherlich wird das Werk wie bisher so auch in der Neubearbeitung weiter als eine zuverlässige, auch Fernerstehenden leicht zugängliche Einführung in das Gebiet der Elektrochemie sich nützlich erweisen. A. Coehn.

A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität. Autorisierte deutsche Ausgabe unter Mitwirkung des Verfassers besorgt von A. Timpe. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern der mathematischen Wissenschaften. 24. Band.) gr. 8. XVI u. 664 S. mit 75 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 16,—.

A. Timpe bietet uns im vorliegenden Werke eine vorzügliche Übersetzung der zweiten Auflage von Loves „Treatise on the theory of Elasticity", eines Buches, wie wir es in ähnlicher Anlage und Ausführlichkeit auf dem Gebiete der Elastizitätstheorie zurzeit in Deutschland sonst nicht besitzen dürften. Es ist im Rahmen dieser kurzen Anzeige auch nicht annähernd möglich, von dem reichen Inhalt des fast 700 Seiten starken Bandes einen Begriff zu geben. Ich will hier nur auf eine sehr erfreuliche und nachahmenswerte Einrichtung hinweisen: das Buch beginnt mit einer 40 Seiten starken, ziemlich detaillierten Schilderung der Entwicklung der Elastizitätstheorie. Die Vorteile dieses Verfahrens liegen auf der Hand: Der Leser wird in die Genesis der Probleme eingeführt, erkennt die Schwierigkeiten derselben, sieht, woran frühere Bearbeiter scheiterten und wie die Schwierigkeiten schließlich überwunden werden konnten. Das Buch steht in diametralem Gegensatze zu vielen französischen Lehrbüchern, die infolge der vollendeten Eleganz der Darstellung dem Studierenden häufig den Eindruck erwecken, als ob die behandelte Materie etwas völlig Abgeschlossenes sei. Das vorliegende Buch — das ist vielleicht sein größter Vorzug — regt auf jeder Seite das „θαυμάζειν" an.

Cl. Schaefer.

Hugh Woods, Aether, a theory of its nature and of its place in the universe. London, „The Electrician" Printing and Publishing Company limited. (Ohne Jahreszahl.)

Charakteristisch für die Anschauungen des Verfassers sind die folgenden Sätze: „Wir sind so weit, daß wir sagen können: ‹Wärme, Licht usw. sind Bewegungsformen, und sind fähig, ineinander umgewandelt zu werden›. Aber man kann noch jetzt, ohne Hoffnung auf Antwort, die Fragen aufwerfen: Was ist Wärme? Was ist Licht?"

Der Verfasser hofft alle diese Fragen, im wesentlichen wenigstens, zu lösen, scheinbar mit einer einzigen Hypothese über die Natur des Weltäthers (von dem er es übrigens für notwendig hält, zu versichern, daß er mit der chemischen Substanz gleichen Namens nichts zu tun habe), in Wirklichkeit vermittels unklarer Formulierungen und einer Anzahl versteckter, ihm selbst nicht zum Bewußtsein gekommener Annahmen.

Cl. Schaefer.

F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung in Jena. Ihre wissenschaftliche, technische und soziale Entwicklung und Bedeutung. Für weitere Kreise dargestellt. 3. vermehrte Auflage. gr. 8. X u. 166 S. mit 97 Abbildungen und 1 Bildnis von Abbe. Jena, Gust. Fischer. 1907. M. 2,40, gebunden M. 3,—.

Über die außerordentlich hohe Bedeutung des Zeißwerkes für die physikalische Wissenschaft braucht der Berichterstatter dem Leserkreise dieser Zeitschrift gegenüber kein Wort zu verlieren. Nicht genügend bekannt dagegen ist vielleicht noch die hohe Bedeutung der allgemein menschlichen sozialen Einrichtungen, die sich an das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung knüpfen, alles in erster Linie ein Werk des verstorbenen Ernst Abbe. Die vorliegende, außerordentlich geschickt abgefaßte Darstellung kann daher nicht nur jeden Physiker als solchem, sondern überhaupt jedem Gebildeten auf das angelegentlichste empfohlen werden. E. Bose.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauche bei akademischen Vorlesungen. Nach der 4. v. H. A. Lorentz u. L. H. Siertsema bearbeiteten Auflage u. unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Holländischen übersetzt von G. Siebert. 2 Bände. gr. 8. VIII u. 1103 S. mit 493 Abbildungen. Leipzig, J. A. Barth. 1907. M. 18,—, geb. M. 20,—.

Es ist dem Berichterstatter stets als besonders fördernd für das Verständnis der verschiedenartigen Materien erschienen, wenn er denselben Gegenstand von mehreren verschiedenen Seiten dargestellt kennen lernen konnte. Aus diesem Grunde kann derselbe die Übertragung des Lorentzschen Lehrbuches der Physik ins Deutsche trotz der zahlreich vorhandenen guten Originalwerke deutscher Zunge nur mit Freude begrüßen. Es bedarf ja für den Fachphysiker nur der Namensnennung des Verfassers, um ihn die Überzeugung gewinnen zu lassen, daß es sich hier um eine durchaus sachgemäße Behandlung des Gebiets handelt. Gerade aus diesem Grunde aber muß der Referent seinem Bedauern darüber Ausdruck geben, daß der Übersetzer in der Wahl des deutschen Ausdrucks nicht gerade immer glücklich gewesen ist. So finden wir häufig das Wort „Stromgeber" statt des gebräuchlichen „Stromquelle"; ferner ist die Rede von einem „Langdraht-Galvanometer" (gemeint ist ein Galvanometer mit hohem inneren Widerstand); statt des gebräuchlichen Ausdrucks „die unabhängige Wanderung der Ionen" heißt es „die Bewegung der Ionen, unabhängig voneinander" usw. Auch der Ausdruck „die Elastizität von § 464", wobei nicht ein Kautschuk-Paragraph, sondern eine dort definierte Art von Elastizität gemeint ist, ist nicht gerade als glücklich zu bezeichnen. Natürlich betreffen diese Einwendungen nur den rein äußeren und in keiner Weise den inneren Wert des Werkes. E. Bose.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung nebst einer Einführung in andere Teile der Mathematik. Mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Studierenden der Naturwissenschaften. Unter Mitwirkung des Verfassers übersetzt von G. C. Schmidt. 2. Auflage. 8. VI u. 562 S. mit 123 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 12,—, gebunden M. 13,—.

H. A. Lorentz ist einer der ersten gewesen, welche die Grundlagen der höheren Analysis speziell für die Bedürfnisse von Nicht-Mathematikern insbesondere Studierenden der Naturwissenschaften und der Physik dargestellt hat. Das Werk ist dann später ins Deutsche übertragen worden und hat sich neben dem bekannten Nernst-Schönfließ einen zahlreichen Leserkreis erworben. Das Erscheinen einer neuen Auflage ist daher nur mit Freude zu begrüßen. E. Bose.

Fricks physikalische Technik oder Anleitung zu Experimentalvorträgen sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate. 7. vollkommen umgearbeitete und stark vermehrte Auflage von O. Lehmann. In 2 Bänden. II. Band. I. Abteilung. gr. 8. XVII u. 762 S. mit 1443 Textfiguren und 3 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 20,—, gebunden M. 22,—.

Der siebenten Auflage von Fricks „Physikalische Technik" ist an dieser Stelle schon früher gedacht worden und es bedarf daher nur des Hinweises darauf, daß nunmehr auch Band 2, erste Abteilung, enthaltend: Elektrostatik, Galvanismus, Magnetismus und Induktion, in der üblichen figurenreichen Ausstattung vorliegt. E. Bose.

L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendungen. 13. u. 14. Auflage. gr. 8. XVI u. 666 S. mit 590 Abbildungen. Stuttgart, J. Engelhorn. 1907. Gebunden M. 8,—.

Die ganz überaus vielseitige Anwendung und Verbreitung, welche die Elektrizität im Laufe der letzten Reihe von Jahren in ständig steigendem Maße gefunden hat, erweckt naturgemäß in immer weiteren Kreisen den Wunsch, über alles mit der Elektrizität im Zusammenhang Stehende in zusammenfassender und all-

gemeinverständlicher Form Belehrung zu finden. Diesem Wunsche wird das bekannte Graetzsche Werk „Die Elektrizität und ihre Anwendungen" in ausgezeichneter Weise gerecht und hat deshalb eine wohlverdiente Verbreitung gefunden, die am besten dadurch charakterisiert wird, daß es jetzt wieder in einer stattlichen Doppelauflage von 10000 Exemplaren erscheint. E. Bose.

G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen. (Die Wissenschaft. 2. Heft.) 2. verbesserte und vermehrte Auflage. 8. VI u. 127 S. mit 50 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 3,—, gebunden M. 3,60.

Band II der Sammlung „Wissenschaft" liegt nach kurzer Zeit bereits in zweiter Auflage vor, ein Beweis, daß derselbe einem Bedürfnis entgegengekommen ist. In dieser neuen Auflage ist dem Fortschritt der Wissenschaft überall Rechnung getragen worden; ich erwähne z. B. den von Stark entdeckten Dopplereffekt an Kanalstrahlen, sowie die Untersuchungen von Gehrcke über „Anodenstrahlen".

Die Darstellung ist, ohne oberflächlich zu sein, in gutem Sinne populär.

Cl. Schaefer.

O. Dziobek, Die Grundlagen der Mechanik. gr. 8. VI u. 345 S. mit mehreren Abbildungen. Berlin, E. S. Mittler & Sohn. 1907. M. 6,—, geb. M. 7,—.

Das vorliegende Buch ist für den Unterricht an technischen Hochschulen bestimmt, und soll die Studierenden in möglichst einfacher, elementarer Weise, ohne es an Strenge fehlen zu lassen, in die Mechanik einführen. Dies Ziel wird in der Tat erreicht. Man hat beim Durchlesen vielfach den Eindruck, als ob man das lebendige Wort des Lehrers hörte, so einfach, anschaulich und eindringlich ist manches gehalten. Im letzten Paragraphen sind einige Irrtümer und Trugschlüsse analysiert. Das Buch kann daher empfohlen werden.

Cl. Schaefer.

Emil Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. Neunte verbesserte und vermehrte Auflage. XXII u. 430 S. Lex.-8. Mit 428 Originalabbildungen im Text. Tübingen, J. C. B. Mohr (Paul Siebeck). 1906. M. 7,—, in Lwd. M. 8,—

Die Vorzüge dieses nunmehr in neunter Auflage vorliegenden Lehrbuches sind so allgemein bekannt, daß es eigentlich genügt, auf das Erscheinen der neuen Ausgabe hinzuweisen. Das Werk ist mit gewohnter Sorgfalt durchgesehen und durch Zusätze und Änderungen dem gegenwärtigen Stande der physikalischen Forschung entsprechend gestaltet worden. Ein näheres Eingehen auf ein Buch, das wie dieses längst zum eisernen Bestande jeder physikalischen Bibliothek gehört, erscheint überflüssig. Max Iklé.

Berichtigung.

In unserer Abhandlung: A. Grau und F. Ruß, „Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden", diese Zeitschrift 9, 108, 1908, sind zwei Druckfehler stehen geblieben.

Auf S. 108 Zeile 14 von oben, soll es heißen $c = 0$ und nicht $c = \vartheta$.

Ebenso ist auf S. 109 Gleichung (4)

$$(V - a - bl)^2 - 4\,W(c + dl) = 0$$

und nicht $= \vartheta$ zu setzen.

Außerdem füge ich noch hinzu, daß die Messungen bei einer Gasgeschwindigkeit von 310 Liter pro Stunde durchgeführt wurden. A. Grau.

Tagesereignisse.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik beging am 22. Februar den Tag ihres 10jährigen Bestehens durch eine Feier, bei der Geheimrat Klein die Festrede hielt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor Dipl.-Ing. Ernst Lewicki und der Privatdozent Dr.-Ing. Adolf Nägel zu ord. Professoren für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Dresden, der Oberingenieur der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft „Union" in Wien Leo Kadrnozka zum Honorarprofessor für Elektrotechnik, speziell elektrische Bahnen, an der Technischen Hochschule München, der a. o. Professor der Physik und anorganischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Robert Luther zum ord. Professor der Photographie an der Technischen Hochschule Dresden, der a. o. Professor an der Universität Budapest Dr. Eugen Klupathy zum ord. Prof. der Experimentalphysik daselbst, Dr. Richard Hoffmann zum ständigen Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin.

Dem a. o. Professor der Physik an der Universität München Dr. Artur Korn ist die nachgesuchte Entlassung aus dem bayrischen Staatsdienste bewilligt worden.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Walter Kaufmann zum ord. Professor der Physik an der Universität Königsberg.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geh. Hofrat Dr. Ludwig Wedekind, der wissenschaftliche Direktor des Belgischen meteorologischen Dienstes A. Lancaster in Brüssel-Uccle.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. | 15. März 1908. Redaktionsschluß für No. 7 am 16. März 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
K. Kurz, Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen. S. 177.
H. W. Schmidt, Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation. S. 184.
H. Dember, Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen. S. 188.
Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 39: P. Doglio, Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren. S. 190.
J. E. Lilienfeld, Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum. S. 193.
O. M. Corbino, Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann. S. 193.
O. M. Corbino, Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz. S. 195.
E. Rudolfi, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. S. 198.
M. v. Rohr, Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt. S. 201.
E. Grimsehl, Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt. S. 202.
W. Eickhoff, Über das Sprühen von Kondensatoren. S. 202.
R. H. Rendahl, Über Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 203.
Besprechungen:
F. Klein, Vorträge über den mathematischen Unterricht an den höheren Schulen. I. S. 205.
B. Schmid, Der naturwissenschaftliche Unterricht. S. 206.
G. H. Bryan, Thermodynamik. S. 206.
R. Emden, Gaskugeln. Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme. S. 206.
J. Kunz, Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage. S. 207.
H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. S. 207.
A. Leon, Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe. S. 207.
A. Leon, Proseminar-Aufgaben aus der Elastizitätstheorie. S. 207.
Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 2. Band. 1. Abt. 3. Buch und 3. Band. S. 207.
O. Lodge, Elektronen. S. 208.
Berichtigungen. S. 208.
Tagesereignisse. S. 208.
Personalien. S. 208.
Gesuche. S. 208.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen.

Von Karl Kurz.

Es handelt sich in dieser Arbeit um eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an solchen radioaktiven Substanzen, die sich auf einem negativ geladenen Körper niederschlagen lassen, also um die bereits positiv geladenen Träger. Vom Verfasser ist gezeigt worden[1]), daß sich bei luftelektrischen Messungen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper der Meßapparate ein Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen bildet. In dieser Arbeit soll nachgewiesen werden, daß sich aus der Beeinflussung, die die Resultate luftelektrischer Messungen mit Aspirationsapparaten durch obigen Umstand erleiden, eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Luft an solchen radioaktiven Substanzen ergibt.[2]) Die Wirkung der Substanzen soll angegeben werden durch den Sättigungsstrom, den die Substanzen pro cbm Luft zu unterhalten vermögen. Benutzt wurde ein Ebertscher Ionenzähler[1]), auf dessen Zerstreuungskörper die Substanzen bei der Aspiration sich anreicherten, um dann in geeigneter Weise in einem Hilfselektrometer von genügend kleiner Kapazität untersucht zu werden.

I. Berechnung der Beeinflussung von Ionenzählungen durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre.

Es soll zunächst gezeigt werden, wie die genannte Beeinflussung bei einem Aspirationsapparat, z. B. dem Ebertschen Ionenzähler, berechnet werden kann. Beim Ebertschen Apparat werden in einem Zylinderkondensator, in dem Sättigungstrom herrscht, einem durchgesaugten Luftstrom alle Ionen eines Vorzeichens entzogen und auf dem geladenen Zerstreuungskörper niedergeschlagen. Da die Geschwindigkeit der festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre in einem elektrischen Felde die ein- bis zehnfache der Ionengeschwindigkeit beträgt[2]), so werden auch diese Substanzen dem Luftstrom entzogen und auf der negativ geladenen Elektrode niedergeschlagen.

1) K. Kurz, diese Zeitschr. 7, 771—775, 1906; Ber. d. D Phys. Ges. 4, 459—467, 1906; Die Beeinflussung der Ergebnisse luftelektrischer Messungen durch die festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, Dissertation, Gießen 1907; Ann. d. Phys. (4) 24, 890—930, 1907.

2) Die Tatsache der Anreicherung von festen radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper von Aspirationsapparaten ist schon von Gerdien (diese Zeitschr. 6, 465—472, 1905) und später von K. W. F. Kohlrausch (Wien. Ber. 115 (IIa), 1263—1268, 1906) bei ihren Untersuchungen über die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre benutzt worden.

1) H. Ebert, Arch. de Genève 4, 12, 97, 1901; diese Zeitschr. 2, 662, 1901; Illustr. Aëron. Mitteilgn. 6, 178, 1902; Ber. d. D. Phys. Ges. 1905, Heft 2.

2) H. Gerdien, diese Zeitschr. 6, 465—472, 1905.

Der am Elektrometer beobachtete Spannungsrückgang wird also zum Teil bewirkt durch die dem Luftstrom entzogenen Ionen, die bereits beim Eintritt der Luft in den Kondensator existierten, zum Teil durch die Ionen, die von den auf der negativ geladenen Elektrode niedergeschlagenen Substanzen erst im Kondensator erzeugt werden. Für eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Substanzen mittels des Ebertschen Ionenzählers kam es also lediglich darauf an, jene Wirkung der niedergeschlagenen Stoffe gesondert für sich zu bestimmen.

Fig. 1 zeigt allgemein den Verlauf der Beobachtung an einem solchen Apparat während der Versuchszeit. Als Abszisse ist die Zeit eingetragen, gerechnet von Beginn des Versuchs (Ingangsetzen des Aspirators), als Ordinate der beobachtete Spannungsrückgang in der Zeiteinheit. *abced* stellt darnach die

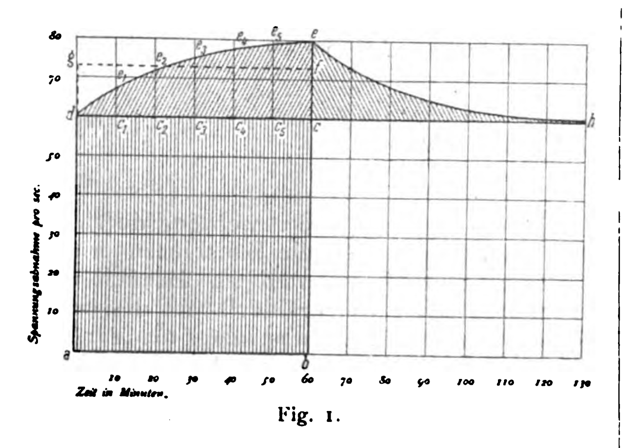


Fig. 1.

Gesamtwirkung dar während einer Versuchsdauer von 60 Minuten. Von den beiden Teilen *abcd* und *ced* repräsentiert *abcd* die Wirkung der Ionen, *ced* die der radioaktiven Substanzen, die sich zur Wirkung der Ionen addiert. Die Wirkung der Ionen ist konstant, da die Ionen beim Auftreffen auf den Zerstreuungskörper zugleich ihre Ladung abgeben. Die Wirkung der radioaktiven Substanzen steigt allmählich an, da die Substanzen nach dem Auftreffen auf dem Zerstreuungskörper nicht vernichtet sind, sondern ihre ionisierende Wirkung weiter fortsetzen. Diese Wirkung steigt im Laufe des Versuchs an nach den bekannten Gesetzen über die Entstehung radioaktiver Zerfallsprodukte.

Beobachtet wird während des Versuchs immer die zu der betreffenden Beobachtungszeit gehörige Gesamtordinate, zu Beginn des Versuchs also *ad*, am Schlusse des Versuchs *be*. Nach Schluß des eigentlichen Versuchs, der Ionenzählung, wird dann der Abfall der radioaktiven Substanzen, *ceh*, beobachtet. Die dabei gefundene Anfangsordinate *ce* dient zur Berechnung des Anteils der radioaktiven Substanzen an dem Spannungsrückgang, also zur Berechnung von *dce*. Dieser Spannungsrückgang ist, wie die Figur zeigt, eine Funktion der Versuchsdauer, solange nicht sehr große Aspirationsdauern verwendet werden, was bei diesen Versuchen nicht vorkommt. Will man also die Wirkung der Ionen, *abcd*, allein erhalten, so hat man zunächst für die jeweilige Versuchsdauer aus der Ordinate *ce* den Durchschnittswert der Ordinaten $c_i\, e_i$ zu berechnen, in unserem Fall also z. B. $cf = dg$. Da nun *dcfg* gleich *dced* ist, so erhält man die gesuchte Ordinate *bc* als $bf - cf$.

Es ist also aus der am Schlusse einer gewissen Aktivierungszeit auf einem aktivierten Körper vorhandenen Substanzmenge die durchschnittliche während der Aktivierungszeit vorhandene zu berechnen. Dann ist die hiernach erhaltene durchschnittliche Wirkung der radioaktiven Substanzen in Abzug zu bringen von der durchschnittlichen Gesamtwirkung an dem betreffenden Apparat, wenn die durchschnittliche Wirkung der positiven Ionen der Atmosphäre bestimmt werden soll.

Unter Gesamtaktivität soll im folgenden verstanden sein die gesamte Wirkung der während des ganzen Versuchs auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper abgesetzten Substanzen, also in Fig. 1 die Fläche *dced*; unter Schlußaktivität die Wirkung der am Schluß des Versuchs vorhandenen Substanzen, also die Ordinate *ce*; unter durchschnittlicher Aktivität dementsprechend die Strecke $cf = dg$. Zur exakten Berechnung von *cf* aus *ce* müßte die funktionelle Abhängigkeit der Abklingung der radioaktiven Materie in der Atmosphäre von der Zeit, in der sie sich angesammelt hat, vorliegen. Eine mathematische Darstellung dieser Abklingung ist zurzeit noch nicht vorhanden. Es mußte daher der Wert gefunden werden entweder durch graphische Integration der Kurven, die man erhält, wenn man die Abklingung der Substanzen verfolgt, die sich auf einem negativ geladenen Körper in der Atmosphäre niederschlagen, oder es mußte versucht werden, diese Verhältnisse zu reduzieren auf die Verhältnisse, die sich bei Körpern ergeben, welche in einem Gefäß mit Radiumemanation aktiviert sind. Diese Verhältnisse sind innerhalb gewisser Bedingungen mathematisch darstellbar, die betreffende Reduktion ist möglich, wie das Folgende zeigt:

In Fig. 2 sind die ausgezogenen Kurven nach Tab. 11, S. 662 der Arbeit von H. W. Schmidt: Über den Zerfall von Radium *A*, *B* und *C*, 2. Mitteilung[1]) gezeichnet. Es sind

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **21** (4), 609—664, 1906.



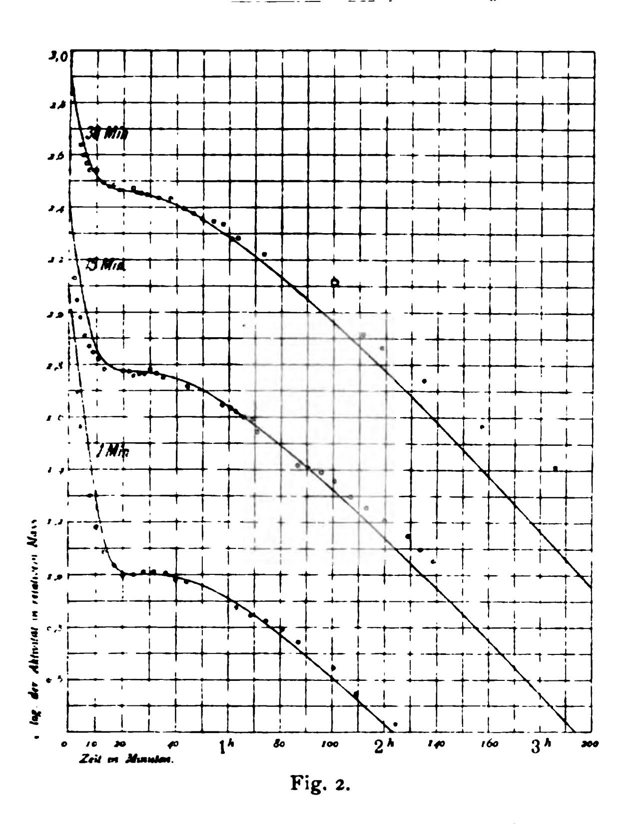


Fig. 2.

Kurven für die Abklingung der radioaktiven Substanzen, die sich auf einem ungeladenen Draht in einem Gefäß mit Radiumemanation absetzen. Wie in der betreffenden Arbeit gezeigt wird, lassen sich die Kurven erklären und berechnen unter der Annahme, daß nur Radium *A* niedergeschlagen wird.[1]) Die Aktivierungszeiten für die 3 Kurven sind 1 Min., 15 Min., 30 Min. Als Abszisse ist eingetragen die Zeit, gerechnet vom Schluß der Aktivierung, als Ordinate der Logarithmus der Aktivität in relativem Maße. Die eingezeichneten Kreise ⊙ ⊙ ⊙ sind Werte, die ich bei der Aktivierung von negativ geladenen Drähten (4600 Volt Spannung) in der Atmosphäre erhielt bei den gleichen Aktivierungszeiten.[2]) Zur Übereinstimmung wurden gebracht die Werte zwischen ca. 20 Min. und ca. 30 Min. der Abklingung, so daß also die zusammengehörigen Punkte nicht denselben Anfangswert haben. Die Ähnlichkeit zwischen den theoretischen Kurven für obige Annahmen und der Lage der experimentell gefundenen Werte für radioaktive Substanzen aus der Atmosphäre ist unverkennbar. Die bei den Aspirationsapparaten verwandten Spannungen liegen zudem noch zwischen den hier benutzten 0 Volt und 4600 Volt. Die Abweichungen zeigen einen bestimmten Charakter. Zwischen 0 Min. und 20 Min. liegen die Kreise sämtlich etwas unter der theoretischen Kurve. Das würde darauf hinweisen, daß auf einem negativ geladenen Draht neben der Hauptablagerung von Radium *A* auch eine geringe Ablagerung der langsamer zerfallenden *Ra B* und *Ra C* statthat. Nach Verlauf einer Stunde treten die Kreise alle über die theoretische Kurve und entfernen sich von ihr mit zunehmender Zeit. Hier macht sich die Wirkung des noch weit langsamer zerfallenden Thor *A* (bzw. *Th B* und *Th C*) geltend. Sie tritt um so stärker hervor, je mehr die anfangs weitaus überwiegenden Radioelemente *Ra A*, *Ra B*, *Ra C* verschwinden. Interessant ist, wie die Figur zeigt, daß sich schon bei einer Expositionszeit von 1 Min. in der Atmosphäre die Wirkung des Thors in dieser Weise geltend macht.

Innerhalb der Abklingungszeit von 0 bis 60 Min. ist die Übereinstimmung gut. Bei den Versuchen, für die wir diese Beobachtungen und Berechnungen verwerten wollen, wurde nie über 60 Min. Aktivierungszeit, d. h. hier Versuchszeit hinausgegangen, so daß für die zuerst auftreffenden Teilchen auf keinen Fall eine längere Abklingungszeit als 60 Min. in Betracht kommt. Da sich also innerhalb der ersten 60 Minuten die Abklingung der auf einem negativ geladenen Zerstreuungskörper sich absetzenden Substanzen verhält wie die Abklingung, die diese theoretischen Kurven kennzeichnen, so können wir unsere weiteren Berechnungen gründen auf dieselben Annahmen, die diesen Kurven zugrunde liegen. Man muß sich vergegenwärtigen, daß beispielsweise beim Ebertschen Ionenzähler durchschnittlich 6 Proz. der beobachteten Schlußwirkung für die in Aussicht genommene Berechnung in Betracht kommt. Diese 6 Proz. werden reduziert durch diese Berechnung auf etwa 4 Proz.[1]) der durchschnittlichen Gesamtaktivität. Unterschiede in der Reduktion, die darin beruhen, daß eigentlich bei der Berechnung statt der theoretischen Kurven in Fig. 2 die durch die Kreise dargestellten benutzt werden müßten, liegen innerhalb der Versuchsfehler.

Nach H. W. Schmidt[2]) ist die Ionisation durch die Substanzen, die sich auf einem in Radiumemanation während der Zeit Θ aktivierten ungeladenen Draht absetzen in der Be-

1) Nach einer mündlichen Mitteilung von Herrn W. Schmidt schlägt sich außer *Ra A* auf einem ungeladenen Draht auch etwas *Ra B* und *Ra C* nieder. Doch sind die diesbezüglichen Versuche noch nicht zu Ende geführt. — Die hier durchgeführten Rechnungen würden übrigens durch die etwas geänderten Voraussetzungen nur unwesentlich beeinflußt.

2) Diese Untersuchungen selber sollen in einer späteren Arbeit behandelt werden. Über das bei der Untersuchung verwandte Elektrometer vgl. die Dissertation des Verfassers, Gießen 1907 und Ann. d. Phys. (4), **24**, 890—930, 1907.

1) Vgl. K. Kurz, Dissertation S. 34 und Ann. d. Phys. **24** (4), 914, 1907.

2) H. W. Schmidt, l. c. S. 627 und 661.

obachtungszeit t (Zeit gerechnet vom Schluß der Aktivierung)

$$\begin{aligned}\mathfrak{J} &= k_1 A + k_2 B + k_3 C \\ &= k_2 (k'' A + B + k' C)\end{aligned} \tag{1}$$

„Darin sind k_1, k_2, k_3, k'', k' [1]) Proportionalitätsfaktoren, mit denen die Stärke des radioaktiven Prozesses (d. h. die Anzahl der zerfallenden Atome) zu multiplizieren ist, um die radioaktive Wirkung (Ionisation im betreffenden Zerstreuungsgefäß) zu erhalten." k'' wurde von Schmidt bestimmt zu 6,0, k' zu 8,0.[2]) k_2 können wir für unsere Berechnungen als 1 annehmen, ebenso den in die folgenden Formeln (2), (3), (4) eingehenden Proportionalitätsfaktor q, da es sich nur um die Mengenverhältnisse der entstehenden Zerfallsprodukte handelt. A, B, C bedeuten die jeweils zerfallenden Mengen $Ra\,A$, $Ra\,B$, $Ra\,C$ und sind gegeben durch:

$$A = e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \tag{2}$$

$$\begin{aligned}B &= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot e^{-\lambda_2 t}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}),\end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}C &= \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \cdot e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot e^{-\lambda_2 t}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot e^{-\lambda_3 t}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}).\end{aligned} \tag{4}$$

λ_1, λ_2, λ_3 sind die Radioaktivitätskonstanten von $Ra\,A$, $Ra\,B$, $Ra\,C$ und sind von Schmidt nach den letzten vorliegenden Messungen angenommen zu[3]):

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 3{,}85 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1} \\ \lambda_2 &= 4{,}33 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{sec}^{-1} \\ \lambda_3 &= 5{,}93 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{sec}^{-1}.\end{aligned} \tag{5}$$

Setzen wir in den Gleichungen (2) bis (4) $t = 0$ (Beobachtungszeit = Zeit seit Schluß der Aktivierung = 0), so gibt Gleichung (6) die Größe der Ionisation an, die von den angesammelten radioaktiven Substanzen am Schlusse der Aktivierungszeit Θ verursacht würde:

$$\begin{aligned}\mathfrak{J}_1 &= k''[1 - e^{-\lambda_1 \Theta}] + \Big[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta})\Big] \\ &+ k'\Big[\frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \\ &+ \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta})\Big].\end{aligned} \tag{6}$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\begin{aligned}a_1 &= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad a_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}, \\ a_3 &= \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}, \quad a_4 = \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)}, \\ a_5 &= \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)},\end{aligned} \tag{7}$$

so erhalten wir:

Die nach der Aktivierungszeit Θ auf einem Körper angesammelte Substanzmenge ist gleich

$$\begin{aligned}\mathfrak{J}_1 &= [a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k''] - e^{-\lambda_1 \Theta} \\ &(a_1 + k' a_3 + k'') - e^{-\lambda_2 \Theta}(a_2 + k' a_4) - e^{-\lambda_3 \Theta} k' a_5 \\ &= \text{Schlußaktivität}.\end{aligned} \tag{8}$$

Da diese Schlußaktivität in Fig. 1 die jeweilige Ordinate ce darstellt, so erhält man die gesuchte Gesamtaktivität für die Aktivierungszeit Θ, also die Fläche $dced$ als

$$\mathfrak{J}_2 = \int_0^\Theta \mathfrak{J}_1\, d\Theta. \tag{9}$$

Daraus ergibt sich die durchschnittliche Aktivität in der Zeit Θ, die Strecke cf, zu

$$\mathfrak{J}_3 = \frac{\mathfrak{J}_2}{\Theta} = \frac{\int_0^\Theta \mathfrak{J}_1\, d\Theta}{\Theta}. \tag{10}$$

Wir erhalten also als Gesamtaktivität:

$$\begin{aligned}\mathfrak{J}_2 &= \int_0^\Theta \mathfrak{J}_1\, d\Theta = \Theta[a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k''] \\ &- (a_1 + k' a_3 + k'')\int_0^\Theta e^{-\lambda_1 \Theta}\, d\Theta \\ &- (a_2 + k' a_4)\int_0^\Theta e^{-\lambda_2 \Theta}\, d\Theta - k' a_5 \int_0^\Theta e^{-\lambda_3 \Theta}\, d\Theta,\end{aligned} \tag{11}$$

als durchschnittliche Aktivität:

$$\begin{aligned}\mathfrak{J}_3 &= \frac{\mathfrak{J}_2}{\Theta} = m - \frac{n}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \frac{o}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \\ &- \frac{p}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}),\end{aligned} \tag{12}$$

wenn

$$\begin{aligned}m &= a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k'', \\ n &= \frac{a_1 + k' a_3 + k''}{\lambda_1}, \\ o &= \frac{a_2 + k' a_4}{\lambda_2}, \quad p = \frac{k' a_5}{\lambda_3}\end{aligned} \tag{13}$$

Konstanten sind. Für $\Theta = \infty$ wird $\mathfrak{J}_3 = \mathfrak{J}_1$.

In Tabelle 1 finden sich die für verschiedene Θ berechneten Werte von $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_3$ in Spalte 2 und 3. Spalte 4 gibt das Verhältnis von $\mathfrak{J}_3$ zu $\mathfrak{J}_1$ in Prozenten. Ist also für eine bestimmte Versuchsdauer (= Θ = Aktivierungsdauer) z. B. beim Ebertschen Apparat, die am

1) H. W. Schmidt, l. c. S. 627.
2) H. W. Schmidt, l. c. S. 661.
3) H. W. Schmidt, l. c. S. 628.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5
Zeit Θ = Aktivierungsdauer in Min.	Schlußaktivität	Durchschnittliche Aktivität	Verhältnis der durchschnittl. Aktivität zur Schlußaktivität in Proz.	Graphische Integration %
	J_1	J_3	J_3/J_1	
1	1,20	0,58$_4$	48,6	50,0
5	4,18	2,52	60,2	60,0
8	5,19	3,29	65,1	66,3
12	5,92$_9$	4,10	69,0	70,4
16	6,54$_9$	4,65$_5$	71,0	73,2$_5$
25	7,48	5,50$_7$	73,6	74,0
30	7,96	5,87$_8$	73,8$_5$	74,0
35	8,47$_8$	6,28	74,0	73,0
40	9,00	6,44$_5$	71,5	72,2$_5$
45	9,45	6,76$_7$	71,5	71,6
50	9,91	7,07$_6$	71,2$_5$	70,8$_5$
55	10,36	7,33	70,9$_5$	70,5
60	10,75	7,61	70,9	70,3
70	11,53	8,14$_6$	70,8	
80	12,15	8,53	70,1	
90	12,71	8,96$_9$	70,6	
100	13,16$_5$	9,38$_8$	71,1	
120	13,83	10,08	72,3	
150	14,43	10,91$_5$	75,5	
180	14,72	11,51$_5$	78,8	
200	14,83$_5$	11,84$_9$	80,0	
250	14,95	12,46$_5$	83,4	
300	14,98$_7$	12,88	86,0	
400	14,99^6	13,41	89,4	
500	15,00	13,72$_8$	91,1	
720	15,00	14,12	93,5	

Schluß vorhandene Wirkung der radioaktiven Substanzen festgestellt (Spalte 2), so gibt Spalte 4 an, wieviel Prozent hiervon als durchschnittliche Aktivität während des ganzen Versuchs gerechnet werden müssen, d. h. wie groß die tatsächlich anzubringende Korrektion ist. Spalte 2 und 3 sind in Fig. 3 eingetragen. Abszisse ist die Aktivierungszeit, also die Versuchsdauer, Ordinate ist die Aktivität. Das verschiedene Anwachsen der Schlußaktivität und der durchschnittlichen Aktivität erklärt

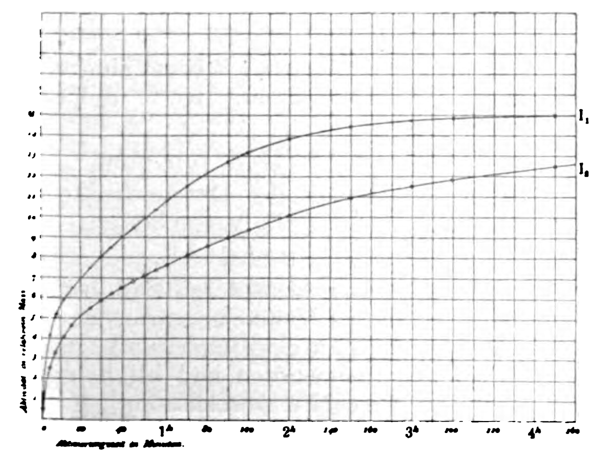


Fig. 3.

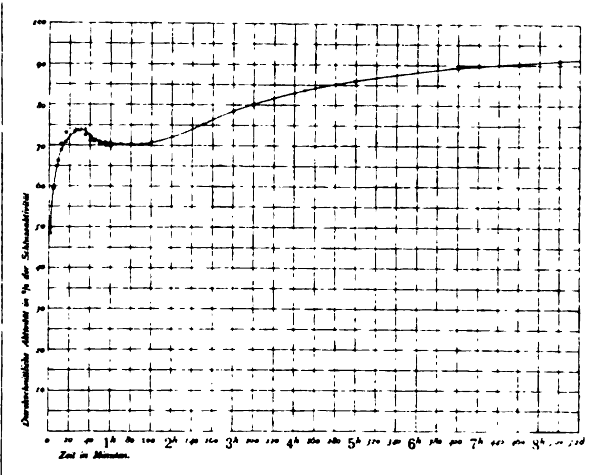


Fig. 4.

sich aus dem eigentümlichen Verlauf der Abklingungskurven für kleine Θ (vgl. Fig. 2). Spalte 4 von Tab. 1 ist in Fig. 4 dargestellt. Abszisse ist wieder die Aktivierungszeit = Versuchsdauer, Ordinate das Verhältnis $J_3 : J_1$ in Prozenten. Sehr eigentümlich ist das Verhalten der Kurve von $\Theta = 25$ Min. bis $\Theta = 80$ Min. Bis zu $\Theta = 25'$ ein steiler Anstieg, dann eine Umkehr und ein Fallen bis $\Theta = 85$ Min., dann wieder ein langsames Steigen, wobei sich die Kurve asymptotisch dem Grenzwert (100%) nähert. Die Erklärung ist natürlich die gleiche wie für das verschiedene Anwachsen von J_1 und J_3. Aus dieser Kurve läßt sich nun für eine beliebige Versuchsdauer ablesen, wieviel Prozent der am Schluß des Versuchs konstatierten Aktivität der radioaktiven Substanzen in Abrechnung zu bringen sind von der gemeinsamen Wirkung der Ionen und der radioaktiven Substanzen, wenn die Wirkung der Ionen allein erhalten werden soll. Handelt es sich nun um eine Berechnung der Menge der abgefangenen radioaktiven Substanzen, so gibt die Figur an, wieviel Prozent der am Schluß des Versuchs vorhandenen Menge als durchschnittlich wirksame Menge zu rechnen sind. Berechnet man deren Wirkung pro Zeiteinheit und multipliziert mit der Aspirationszeit, so erhält man die Gesamtwirkung der dem durchgesaugten Luftstrom entzogenen Substanzen, damit also bei Kenntnis der Fördermenge des Apparates ein Maß für die Menge der in einem bestimmten Luftvolumen vorhandenen Substanzen.

Die in Fig. 4 eingezeichneten Kreise sind einige Werte, die auf dem zweiten möglichen Weg, dem einer graphischen Integration, gewonnen werden. Auf die Resultate dieser Durchrechnung soll hier nicht eingegangen werden.

II. Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Substanzen.

Da einmal den festen radioaktiven Substanzen der Atmosphäre in einem elektrischen Felde eine spezifische Geschwindigkeit zukommt, die gleich ist der ein- bis zehnfachen der Geschwindigkeit der positiven Ionen, da weiter der Ebertsche Aspirationsapparat mit Sättigungsstrom für die positiven Ionen arbeitet, so herrscht in diesem Apparat auch Sättigungsstrom für diese Substanzen. Die nachfolgende Berechnung bezieht sich nur auf den Gehalt der Luft an solchen festen radioaktiven Zerfallsprodukten, die sich einem negativ geladenen Körper gegenüber verhalten wie positive Ionen, d. h. deren spezifische Geschwindigkeit mindestens gleich der der positiven Ionen der Atmosphäre ist. Gemessen wird der Gehalt durch die Wirksamkeit, d. h. durch den Sättigungsstrom, den die Substanzen pro cbm Luft zu unterhalten vermögen.

Wie in der Dissertation des Verf. gezeigt worden ist, war es nötig, die Abklingung der während der Aspiration auf dem Zerstreuungskörper des Ebertschen Apparates angesammelten radioaktiven Substanzen in einem Hilfselektrometer mit kleinerer Kapazität zu verfolgen. Es wurde daher der Zerstreuungskörper des Aspirationsapparates mit einer in mehrere Teile zerlegten Metallhülle versehen, auf die sich die radioaktiven Stoffe bei der Aspiration absetzten; diese Metallhülle wurde dann in geeigneter Weise im Hilfselektrometer untersucht.

Ist V die Spannungsabnahme im Hilfselektrometer in Volt/sec, die die Substanzen im Augenblick des Aufhörens der Aspiration bewirken,
C die Kapazität des Elektrometers,
L das Luftvolumen in cbm, dem die angesammelten Substanzen enstammen,
f der Faktor, durch den man von der am Schlusse des Versuchs vorhandenen Substanzmenge auf die gesamte während der Aspirationszeit abgeschiedene Menge kommt, so ist der Sättigungsstrom i, den die Substanzen zu unterhalten vermögen, nachdem sie auf einem Körper niedergeschlagen sind,

$$i = \frac{V \cdot C \cdot f}{300 \cdot L}.\text{[1]}$$

Werden solche aktive Substanzen auf einem Metall niedergeschlagen, so kommen für die Ionisation der Luft nur noch die Hälfte der von den Substanzen ausgehenden Strahlen in Betracht, nämlich die nach außen in die Luft eindringenden Strahlen. Die nach innen, in die Unterlage eindringenden Strahlen sind für die Messung verloren, da sie nicht ionisierend wirken. Diesen Fall haben wir bei unserer Versuchsanordnung. Die Substanzen schlagen sich auf dem Zerstreuungskörper bzw. den darüber gestülpten Aluminiumzylindern nieder. Die Luft im Apparat wird nur durch die nach außen gehende Strahlung ionisiert, also durch 50 Proz. der Gesamtstrahlung; die nach innen gehenden 50 Proz. der Gesamtstrahlung werden vom Metall absorbiert. Wollen wir demnach den Sättigungsstrom berechnen, den die in freier Luft vorhandenen radioaktiven Substanzen in dieser zu unterhalten vermöchten, so haben wir den im Zerstreuungsraum gefundenen Sättigungsstrom mit 2 zu multiplizieren. Wir erhalten so

$$J = 2i = 2\frac{V \cdot C \cdot f}{300 \cdot L}.$$

Der Faktor f ist aus Fig. 4 und der Aspirationszeit zu berechnen.

In Tabelle 2 finden sich für dieselben Versuche, die Tabelle 9 der Dissertation geliefert haben, die Resultate der in obiger Weise berechneten Sättigungsströme für die radioaktiven Substanzen zusammengestellt.

Tabelle 2.

1	2	3	4	5
Nr.	Aspirationsdauer in Minuten	Luftvolumen in cbm	Schlußzerstreuung in Volt/sec	J = Sättigungsstrom i. d. Atmosphäre in E.S.E.
1	17	1,53	$1{,}10 \cdot 10^{-3}$	$8{,}40 \cdot 10^{-5}$
2	60	5,39	$1{,}55 \cdot 10^{-3}$	$7{,}10 \cdot 10^{-5}$
3	60	5,39	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	$6{,}04 \cdot 10^{-5}$
4	60	5,39	$1{,}36 \cdot 10^{-3}$	$6{,}24 \cdot 10^{-5}$
5	60	5,39	$1{,}16 \cdot 10^{-3}$	$5{,}32 \cdot 10^{-5}$
6	50	4,49	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	$6{,}60 \cdot 10^{-5}$
7	17	1,53	$2{,}80 \cdot 10^{-3}$	$[21{,}40 \cdot 10^{-5}]$
8	34	3,06	$1{,}40 \cdot 10^{-3}$	$8{,}36 \cdot 10^{-5}$
9	25,5	2,29	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$7{,}22 \cdot 10^{-5}$
10	60	5,39	$2{,}00 \cdot 10^{-3}$	$9{,}16 \cdot 10^{-5}$
			Mittel:	$7{,}16 \cdot 10^{-5}$

Die gemessenen Sättigungsströme sind sämtlich von der Größenordnung 10^{-5} und zwar ist der Durchschnitt

$$J = 7{,}16 \cdot 10^{-5} \cdot \text{E.S.E. pro cbm.}$$

Bei der Berechnung des Durchschnittes ist Versuch Nr. 7 der Tabelle weggelassen:

$$J = 21{,}40 \cdot 10^{-5} \cdot \text{E.S.E.}$$

Wir haben hier einen besonderen Fall vor uns: Vor Anstellen dieses Versuchs waren nämlich die Fenster und die Türe des Zimmers 3 Tage lang geschlossen gehalten worden und blieben auch während des Versuchs geschlossen. Es ist sehr interessant, an dem hierbei erhaltenen Werte die Anreicherung der radioaktiven Sub-

1) Vernachlässigt ist hierbei der Bruchteil der Strahlen, der durch die Wände des Zerstreuungsgefäßes absorbiert wird.

stanzen in geschlossenen Räumen zu sehen. Der Wert ist fast das Dreifache des erhaltenen Durchschnittswertes.

Die in der Luft vorhandenen festen radioaktiven Substanzen, denen eine spezifische Geschwindigkeit mindestens gleich der der positiven Ionen zukommt, und die sich einem elektrischen Felde gegenüber verhalten wie die positiven Ionen, sind also gleich zu setzen einem Sättigungsstrom von

$$7{,}16 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E. pro cbm.}$$

Vor einiger Zeit ist von K. W. Fritz Kohlrausch[1]) für die „Radiuminduktion der atmosphärischen Luft" ein Wert

$$0{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.}$$

gefunden worden. Dieser Wert steht nur scheinbar in Widerspruch mit dem von mir gefundenen Werte

$$7{,}16 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.},$$

wie sich aus Folgendem ergibt:

Die von Kohlrausch benutzte Methode ist auch eine Aspirationsmethode, der Apparat im wesentlichen ein Ebertscher Ionenzähler mit bedeutend erhöhter Fördermenge. Der Apparat arbeitet mit Sättigungsstrom. Es gelten für ihn also auch die S. 179 angestellten Überlegungen über die absolute Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Substanzen mit einem Aspirationsapparat. Kohlrausch geht von der Annahme aus, daß es sich bei diesen Niederschlägen hauptsächlich um Niederschlag von *Ra C* handelt, und daß die Abklingung von *Ra B* zu vernachlässigen sei. Fig. 2 zeigt, daß diese Annahmen nicht angängig sind, es wird im wesentlichen *Ra A* niedergeschlagen. Das nach einiger Zeit auch vorhandene *Ra C* hat sich zum großen Teil aus diesem niedergeschlagenen *Ra A* gebildet. Bei der Berechnung wird eine Abklingungskonstante verwandt. Es wird „$\lambda = 4{,}1 \cdot 10^{-4}$, also gleich der Abklingungskonstante von *Ra C* gesetzt und *Ra B* vernachlässigt".[2]) Unter dieser Annahme müßte aber, wie von Lerch[3]) gezeigt hat, $\lambda = 5{,}93 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1} gesetzt werden, da *Ra C* mit einer Halbwertszeit von 19,5 Min. und nicht von 28 Min. abklingt. (28 Min. Halbwertszeit entspricht einem $\lambda = 4{,}41 \cdot 10^{-4}$.)

Der gesuchte Sättigungsstrom wird von Kohlrausch in folgender Weise berechnet: „Ist ε der den Induktionsträgern in einem cbm Luft zuzuschreibende Sättigungsstrom, Φ die Fördermenge in cbm pro Sekunde, und λ die Abklingungskonstante der Induktion, so ist zu Ende der Aspirationszeit t_1 auf der Elektrode die Induktionsmenge

$$M_1 = \varepsilon\,\Phi \int_0^{t_1} e^{-\lambda(t_1 - x)}\,dx = \frac{\varepsilon\,\Phi}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t_1}\right)\text{"}.$$

Wie diese Menge M_1 ohne die hier gemachte vereinfachende Annahme einer einzigen Abklingungskonstanten zu berechnen wäre, ist oben ausgeführt worden. (Siehe S. 177—181.) M_1 würde der dort als Schlußaktivität bezeichneten Größe entsprechen.

In dem Ausdruck

$$M_1 = \frac{\varepsilon\,\Phi}{\lambda} \cdot \left(1 - e^{-\lambda t_1}\right)$$

ist Φ eine Apparatkonstante; setzen wir sie gleich 1 und λ_1 statt λ, so erhalten wir:

$$\varepsilon = M_1 \cdot \frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}},$$

d. h. $\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}$ ist der Faktor, mit dem die am Schluß vorhandene Induktionsmenge multipliziert werden muß, wenn der gesuchte Sättigungsstrom erhalten werden soll. Da man allgemein die gesamte abgesetzte Menge dieser Substanzen erhalten kann durch Multiplikation der in der Zeiteinheit abgesetzten Menge mit der Aspirationszeit, so gilt folgende Überlegung: Für die von Kohlrausch angewandte Aspirationsdauer von 30 Min., d. h. für $t = 1800$ wird der Faktor:

$$\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} = \frac{4{,}1 \cdot 10^{-4}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 1800}}.$$

Für eine Aspirationsdauer von 1 Min. würde dieser Faktor werden

$$\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} = \frac{4{,}1 \cdot 10^{-4}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 60}}.$$

Die nach 30 Minuten angesammelte Induktionsmenge würde sich hiernach zu der nach 1 Minute angesammelten verhalten wie

$$\frac{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 1800}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 60}} = \frac{21{,}50}{1}.$$

Nach Tab. 1 und Fig. 3 ist dies Verhältnis jedoch für feste radioaktive Zerfallsprodukte aus der Atmosphäre $\frac{6{,}63}{1}$. Der von Kohlrausch zur Berechnung von M_1 benutzte Faktor $\frac{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}{\lambda_1}$ wird demnach $\frac{21{,}50}{6{,}63} = 3{,}25$ mal zu groß.

Für die am Schluß der Aspiration vorhandene Induktionsmenge nimmt Kohlrausch dann an, daß sie mit einer Halbwertszeit von 28 Min. abklinge. Der dadurch in die Rechnung eingehende Faktor ist

$$\frac{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}{\lambda_2},$$

1) K. W. Fritz Kohlrausch, Wien. Ber. **115**, (IIa) 1263—1268, 1906.

2) K. W. Fritz Kohlrausch, l. c. S. 1265.

3) F. von Lerch, Wien. Ber. **115**, (IIa) 197. 1906. Ann. d. Phys. **20**, 345, 1906.

(wo hier gleich λ_2 für λ gesetzt ist). Nach einer Aspirationszeit = Expositionszeit von 30 Min. klingt dagegen, wie Fig. 2 zeigt, solche radioaktive Substanz zunächst bereits innerhalb 6 Min. auf die Hälfte des Anfangswertes ab. Die Beobachtung hat sicherlich innerhalb der ersten Minuten nach Schluß der Aspiration stattgefunden wegen des raschen Zerfalls der Substanzen. Als λ_2 ist daher zu setzen

$\lambda'_2 = 19,1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{sec}^{-1}$ statt $\lambda_2 = 4,1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{sec}^{-1}$.

Nimmt man als Beobachtungszeit $t = 6$ Min., so verhält sich

$$\frac{\dfrac{1 - e^{-\lambda_2 \cdot 360}}{\lambda_2}}{\dfrac{1 - e^{-\lambda'_2 \cdot 360}}{\lambda_2'}} = \frac{(1 - e^{-0,148}) \cdot 19,1}{(1 - e^{-0,688}) \cdot 4,1} = \frac{1,29}{1}.$$

Der in die Rechnung eingehende Faktor $\dfrac{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}{\lambda_2}$ wird also 1,29 mal zu groß.

Der gesuchte Sättigungsstrom wird bei Kohlrausch gefunden als:

$$\varepsilon = \frac{C \cdot V}{300 \cdot \Phi} \cdot \frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \frac{\lambda_2}{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}.$$

Wegen der beiden letzten Faktoren erhält also Kohlrausch nur den $3,25 \cdot 1,29 = 4,2$ ten Teil des gesuchten Resultats. Ferner ist der Umstand unberücksichtigt geblieben, daß nach dem Auftreffen der Substanzen auf dem Zerstreuungskörper nur noch die Hälfte der ausgehenden Strahlen ionisierend wirksam sind (vgl. die Überlegungen S. 182). Soll also der bestimmte Sättigungsstrom dem in freier Luft möglichen gleichgesetzt werden, so geht noch der Faktor 2 ein. Das von Kohlrausch gefundene Resultat für den Sättigungsstrom

$$\varepsilon = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.}$$

ist also auf

$$2 \cdot 4,2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-5} = 4,2 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.}$$

zu berichtigen. Dieser Wert stimmt nun augenscheinlich mit dem von mir S. 182 gefundenen Wert von

$$\varepsilon = \mathfrak{J} = 7,1_6 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.}$$

recht gut überein. Es ist nicht zu vergessen, daß es sich in beiden Fällen um Mittelwerte aus einer Reihe von Beobachtungen handelt, die beispielsweise bei Kohlrausch um den ein- bis zehnfachen Wert schwanken. Außerdem sprechen hier natürlich lokale Verschiedenheiten mit, so daß lediglich die Übereinstimmung der Größenordnung maßgebend ist.

Auf einige Bedenken, die von Kohlrausch[1]) vor kurzem geäußert worden sind, gehe ich in einer besonderen Arbeit in einer der nächsten Nummern dieser Zeitschrift ein.

1) Vgl. K. W. F. Kohlrausch, diese Zeitschr. 8, 56—658, 1907.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule. Januar 1908.

(Eingegangen 16. Januar 1908.)

Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation.

Vorläufige Mitteilung.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Ein in Radiumemanation befindlicher Draht wird radioaktiv, und zwar besonders stark, wenn er negativ geladen ist. Bei positiver Ladung wird der Draht nur schwach aktiv.

Wir erklären die Erscheinung dadurch, daß die sich aus der Emanation bildenden Restatome ($Ra\,A$) bei ihrer Entstehung oder kurz nachher positiv geladen sind und deshalb unter der Wirkung des elektrischen Feldes zur Kathode geführt werden. Die aktiven Teilchen verhalten sich hier also genau so, wie positive Ionen, d. h. sie „wandern" unter der Wirkung des elektrischen Feldes. Es fragt sich nun, welche spezifische Geschwindigkeit ihnen zukommt und wie sie durch Wiedervereinigung mit negativen Ionen elektrisch neutralisiert werden können.

Um dieses Verhalten zu prüfen, schlug mir Herr Professor Rutherford vor, die Sättigungsstromkurve in einem zylindrischen Gefäße aufzunehmen und gleichzeitig die Menge der aktiven Materie, die sich auf der zentralen Elektrode niederschlägt, in ihrer Abhängigkeit von der benutzten Spannung zu messen. Hatten die gewonnenen Kurven gleichen oder ähnlichen Charakter, so konnte man daraus schließen, daß sich die aktive Materie geradeso oder ähnlich verhielt wie positive Ionen.

Die Schaltungsvorrichtung zur Aufnahme der Sättigungskurve geht aus Fig. 1 hervor. Die innere Elektrode des Zerstreuungsgefäßes Z ist unter Zwischenschaltung eines Doppelunterbrechers K_1, K_2, mit dem einen Paar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, während an den äußeren Mantel von Z eine positive Spannung angelegt wird. Das eben erwähnte Quadrantenpaar steht außerdem in Verbindung mit der einen Elektrode eines Bronsonwiderstandes[1]) B, dessen 2. Elektrode zum negativen Pol einer geerdeten Akkumulatorenbatterie führt. Durch den Bronsonwiderstand wird negative, durch das Zerstreuungsgefäß positive Elektrizität zum Elektrometer über-

1) Vgl. E. Rutherford, Radioactivity, 2. ed., S. 104, 1905.

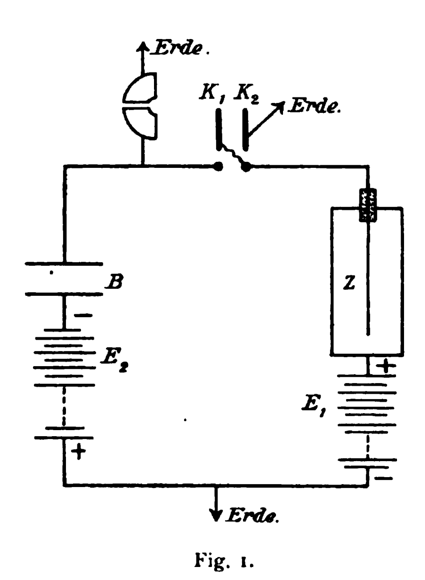


Fig. 1.

fließen. Richtet man es durch geeignete Variation der Spannung bei E_2 ein, daß die Elektrometernadel in Ruhe bleibt, so kann man aus dem bekannten Widerstand von B den durch B bzw. durch Z fließenden Strom berechnen.

Der Bronsonwiderstand war von Herrn Bronson selbst angefertigt und geeicht und mir von Professor Rutherford zu dem Versuche überlassen worden. Seine Einrichtung ist aus Fig. 2 zu erkennen. Nach Angabe von

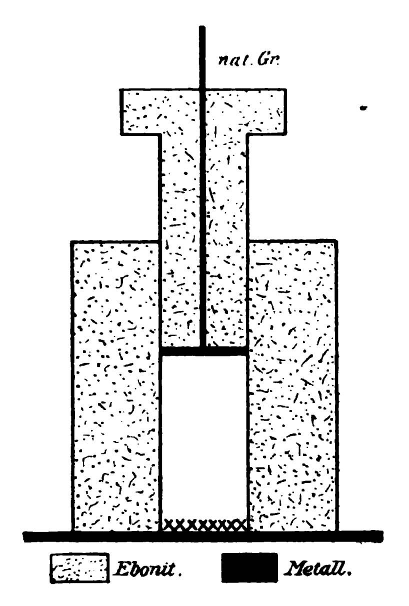


Fig. 2.

Herrn Bronson sollte die mit Radium bedeckte untere Platte stets negativ geladen werden.

Das Zerstreuungsgefäß ist in Fig. 3 abge-

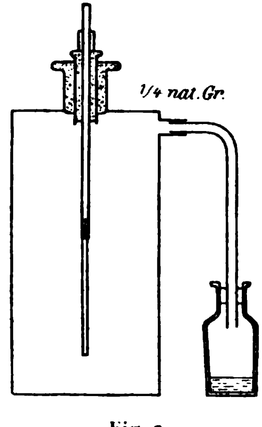


Fig. 3.

bildet. Es kommunizierte durch ein Glasrohr mit einem Fläschchen, in dem sich eine schwache Radiumlösung befand. Die zentrale Elektrode war eine Messingröhre, deren unterer Teil geschlitzt war und federnd einen 2 mm starken und 6 cm langen Messingdraht aufnahm. Die Röhre paßte gut in den isolierenden Hartgummipfropfen und ragte 6,5 cm in den Innenraum hinein. Da die Röhre oben mit einem Wulst versehen war, dessen untere Fläche mit etwas Klebwachs bestrichen wurde, konnte eine eigentliche Diffusion der Emanation in den Außenraum nicht stattfinden. Die Schwankungen im Emanationsgehalt waren einige Wochen nach der Füllung sehr gering und der Hauptsache nach auf Veränderungen des Barometerstandes zurückzuführen.

Die Aufnahme der Sättigungsstromkurve bot keine Schwierigkeiten. Da die Spannung der am Bronsonwiderstand liegenden Akkumulatorenbatterie nur sprungweise von 2 zu 2 Volt verändert werden konnte, wurde nicht auf o-Stellung, sondern Minimalstellung der Elektrometernadel eingestellt. Natürlich wurde der Ausschlag bei der Stromberechnung in Rücksicht gezogen. Ganz ruhig stand die Nadel nie. Das ist nicht zu verwundern, da sich bei jeder Kompensationsmethode mit α-Strahlen die Schwankungen der radioaktiven Strahlung bemerkbar machen werden.[1]) Die Empfindlichkeit des Elektrometers — benutzt wurde ein Aufhängedraht aus Kupferbronze — war 15 cm pro Volt bei einem Skalenabstand von 1,2 m, also relativ gering, aber für meine Untersuchungen völlig ausreichend.

Schwieriger war die Messung der Stärke der Aktivierung, da es auf eine Genauigkeit von ungefähr 3 Proz. für jeden zu bestimmenden Punkt ankam. Es zeigte sich nämlich, daß Sättigungs- und Aktivierungskurve sehr ähnlich waren und daß man beide Kurven recht genau

1) E. v. Schweidler, Lütticher Kongreß 1905.

bestimmen mußte, um wirklich eine völlige Übereinstimmung oder ein geringes Abweichen behaupten zu können.

Die Aktivierung der Messingdrähte wurde folgendermaßen vorgenommen. An das Zerstreuungsgefäß wurde einige Zeitlang eine hohe Spannung angelegt, damit die Luft von der festen radioaktiven Materie gereinigt wurde. Dann wurde die zentrale Elektrode herausgenommen, der Draht mit einem frisch abgeschmirgelten Messingdraht vertauscht, und die Elektrode wieder eingeführt. Diese Handgriffe nahmen samt Umschaltung der Spannung vielleicht 10—15 Sekunden in Anspruch. Dann verblieb der Draht 5 Minuten lang im Emanationsgefäß, wurde herausgenommen und als zentrale Elektrode in das Zerstreuungsgefäß eines vom Verf. früher beschriebenen Blattelektrometers eingesetzt.[1]) Entweder wurde die ganze Abklingungskurve aufgenommen oder, und zwar in den meisten Fällen, nur die Aktivität in der Zeit von 25—35 Minuten nach Schluß der Aktivierung gemessen. In dieser Zeit ist ja bekanntlich die Aktivität eines 5′ lang aktivierten Körpers so gut wie konstant und deshalb mit großer Genauigkeit zu bestimmen.

Es zeigte sich, daß 2 unter scheinbar ganz gleichen Verhältnissen aktivierte Drähte Abweichungen bis zu 10 Proz. in der Stärke der Aktivierung aufwiesen. Diese Abweichungen rühren zu einem kleinen Teil wohl von den Fehlern bei der Abgrenzung der Aktivierungszeit, zum großen Teil wohl aber daher, daß bei dem Herausnehmen und Einsetzen des Drahtes aktive Materie abgestreift werden konnte. (Um das nach Möglichkeit zu vermeiden, wurden die Drähte übrigens nie direkt mit den Fingern, sondern stets unter Zwischenschaltung eines Papierblättchens angefaßt.)

Wegen dieser Unsicherheit in der Bestimmung der Aktivierungsstärke wurde davon abgesehen, bei möglichst viel verschiedenen Spannungen die Versuche durchzuführen. Vielmehr beschränkte ich mich auf die Benutzung weniger Spannungen, suchte aber bei diesen die Aktivierung mit möglichster Genauigkeit zu erhalten.

Um deshalb einen bestimmten Punkt der Aktivierungskurve festzulegen, wurden stets 4—6 Drähte bei der gewünschten und ebensoviel bei der benutzten Maximalspannung (—440 Volt) aktiviert. Das Aktivieren geschah bei den verschiedenen Spannungen wechselweise, so daß man eventuelle Änderungen im Emanationsgehalt des Gefäßes hätte merken müssen.

Diese Änderungen waren, wie gleichzeitig durchgeführte Sättigungsstrommessungen bewiesen, während eines Beobachtungssatzes trotz der wiederholten Einführung neuer Drähte sehr gering. An verschiedenen Tagen waren die Schwankungen manchmal nicht unbedeutend. — Ich hatte anfänglich die gemessene Aktivierung auf die jedesmalige Sättigungsstromstärke beziehen wollen, entschied mich jedoch nach einigen Vorversuchen auf die hier angewandte Methode, die mir bessere Resultate gab.

Folgende meinem Beobachtungsheft entnommene Zahlen lassen den Genauigkeitsgrad der Messungen erkennen (vgl. Tab. 1).

Tabelle 1.

Spannung	Aktivität in relativem Maß					Mittel	Prozentuale Aktivität
—30 Volt	3,71	3,48	3,52	3,70	3,52	3,58	52,7
—440 „	6,73	6,73	6,90	6,88	6,70	6,79	100
—60 „	4,70	4,80	4,76	4,74		4,75	73,3
—440 „	6,58	6,46	6,20	6,58		6,46	100
—200 „	6,33	5,98	5,73	5,93		5,99	92,4
—440 „	6,50	6,48	6,53			6,50	100

Tabelle 2.

Spannung	Strom	Aktivierung
0 Volt	0	11,0
—10 „	31,9	27,0
—20 „	54,4	39,3
—30 „	67,6	52,7
—40 „	74,8	66,3
—60 „	82,6	73,3
—80 „	87,0	82,0
—200 „	95,6	92,4
—440 „	100	100

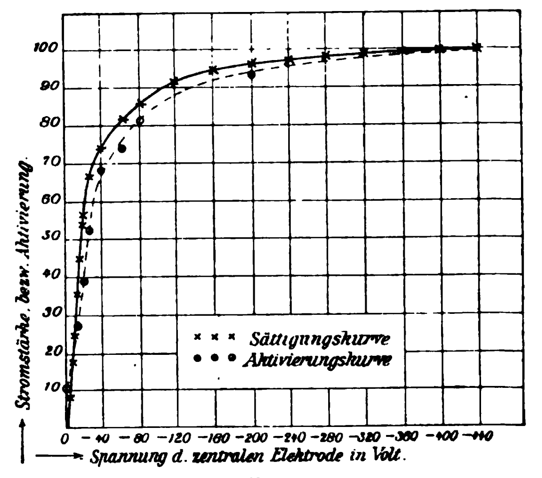


Fig. 4.

In Tab. 2 und Fig. 4 sind die gefundenen Resultate zusammengestellt.[1]) Wir ersehen daraus,

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 6, 561, 1905.

1) Der in relativem Maß angegebene Strom 100 entspricht einer Stromstärke von 2,24 . 10—10 Ampere.

daß beide Kurven sehr ähnlich sind, aber nicht zur völligen Deckung gebracht werden können. Die Ähnlichkeit der beiden Kurven spricht dafür, daß sich die positiv geladenen aktiven Teilchen qualitativ wie positive Ionen verhalten; die Verschiedenheit, daß quantitative Unterschiede bestehen. Spezifische Geschwindigkeit und Wiedervereinigungsvermögen der festen aktiven Materie ist also von derselben Größenordnung wie bei Ionen.

Aus diesem Verhalten müssen wir schließen, daß ein aktives Teilchen nur eine verhältnismäßig kurze Zeitlang positiv geladen ist. Ob es nach der Neutralisierung ungeladen bleibt, ist aus diesen Versuchen nicht zu entscheiden. Aber es kann sich, wenn das überhaupt der Fall ist, nur ein verhältnismäßig kleiner Teil der Teilchen negativ laden. Denn ein auf geringes positives Potential von 2—6 Volt geladener Draht wurde ungefähr geradeso stark aktiv, wie ein ungeladener Draht (ca. 10 Proz. der Maximalaktivität); wurde er auf +440 Volt aufgeladen, so wurde die Aktivität noch geringer (ca. 2 Proz. der Maximalaktivität). Ob diese Aktivität daher rührt, daß wirklich einige aktive Teilchen negativ geladen sind oder daß sie bei ihrer Entstehung infolge einer großen Anfangsgeschwindigkeit sich trotz positiver Ladung gegen die elektrischen Kräfte bewegen, ist eine offene Frage. Die letztere Erklärung scheint plausibler zu sein.

Die Versuche über die spezifische Geschwindigkeit und das Wiedervereinigungsvermögen der aktiven Materie werden dadurch

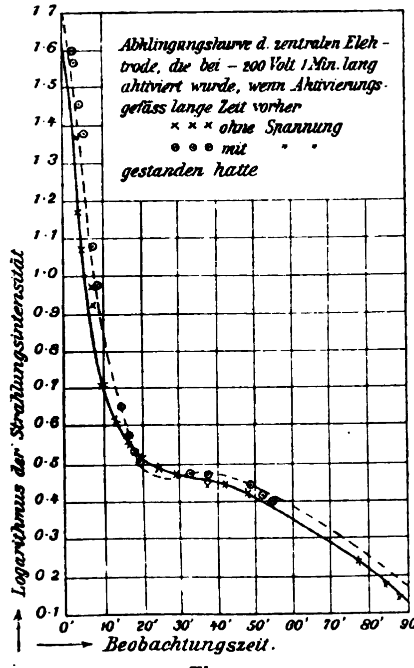


Fig. 5.

außerordentlich erschwert, daß das erste Zerfallsprodukt der Radiumemanation, *Ra A*, eine sehr kurze Lebensdauer besitzt und sich sehr schnell in ein neues aktives Element, *Ra B*, verwandelt. Auch *Ra B* ist ziemlich kurzlebig und zerfällt dann in *Ra C*. In emanationshaltiger Luft wird sich also stets neben *Ra A* auch *Ra B* und *Ra C* befinden. Daß diese beiden Radioelemente sich direkt aus der Luft auf dem geladenen Drahte niederschlagen können, geht z. B. aus Fig. 5 hervor. In dieser sind die Abklingungskurven zweier Drähte aufgezeichnet, die bei —200 Volt Spannung 1′ lang aktiviert waren. Als Aktivierungsgefäß wurde der in Fig. 3 abgebildete Zylinderkondensator benutzt, nachdem er lange Zeit vorher bei dem ersten Drahte mit, bei dem zweiten ohne Ladung gestanden hatte. — Die Abklingungskurve des ersten Drahtes ist normal, die des zweiten hat einen etwas anderen Charakter. Sie läßt sich unter der Annahme erklären, daß ein Teil von *Ra B* und *Ra C* sich nicht erst auf dem Draht aus dem anfänglichen vorhandenen *Ra A* gebildet hat, sondern direkt aus der Luft abgelagert ist.[1])

Wenn aus den hier mitgeteilten Beobachtungen auch noch nicht direkt die Konstanten der aktiven Teilchen zu berechnen sind, so haben uns die Versuche doch gezeigt, daß sich die Teilchen ähnlich wie Ionen verhalten. Das hat für die Praxis radioaktiver Messungen Bedeutung. Will man nämlich einen Draht in einer gegebenen Emanationsmenge möglichst stark aktivieren, so muß man an das benutzte Aktivierungsgefäß eine so hohe Spannung legen, daß Sättigungsstrom hindurchgeht. Bei hohem Emanationsgehalt wird man deshalb zweckmäßig kleine Aktivierungsgefäße wählen, in denen man bereits bei nicht zu hohen Spannungen mit Sättigungsstrom arbeitet.

Diese Untersuchung wurde im Physikalischen Institut der Victoria-Universität zu Manchester ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter dieses Institutes, Herrn Professor E. Rutherford, für die Anregung zu dieser Arbeit und sein mir stets bewiesenes Entgegenkommen auch an dieser Stelle herzlichst zu danken.

1) Von großem Einfluß auf die Verteilung der aktiven Materie werden höchstwahrscheinlich auch Staub- und Wasserteilchen in der Luft des Aktivierungsgefäßes sein. Vgl. Mme. Curie, Le Radium **4**, 381, 1907.

Gießen, Anfang Februar 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Februar 1908.)

Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen.

Von H. Dember.

Von einer kürzlich veröffentlichten Untersuchung her besaß ich lichtelektrische Zellen, wie Herr Elster und Herr Geitel sie zuerst hergestellt haben, mit Natrium als empfindliche Kathode in einer Wasserstoffatmosphäre. Diese Zellen habe ich auf ihre Empfindlichkeitsänderung mit der Zeit untersucht. Herr v. Schweidler[1]) und Herr Bergwitz[2]) haben ähnliche Messungen ausgeführt und nach mehrstündigen Beobachtungszeiten gefunden, daß eine auf die Wirkung des sichtbaren Lichtes zurückführbare Ermüdung des Kathodenmetalls hier nicht vorhanden ist. Die Anschauung, daß die mit der Zeit erfolgende Abnahme der lichtelektrischen Empfindlichkeit auf eine Wirkung des Lichtes zurückzuführen sei, ist bis vor einiger Zeit sehr verbreitet gewesen.

Über die lichtelektrische Ermüdung an Metallen läßt sich historisch folgendes sagen. Die Tatsache, daß der Hallwachs-Effekt mit dem Altwerden der Oberfläche abnimmt, wurde schon bei der Entdeckung des Phänomens gefunden.[3]) Herr Hallwachs selbst bemerkt in der ersten Arbeit über die lichtelektrische Erregung[4]), daß dieses Altwerden durch das Bestrahlen selbst beschleunigt werde. Daraufhin ist nun in späteren Arbeiten die Ermüdung dem Bestrahlen kurzerhand zur Last gelegt und von Ermüdung durch Licht gesprochen worden (u. a. Buisson, Kreusler, Lenard, E. Ladenburg), ohne daß Kontrollversuche ausgeführt worden sind, die es gestattet hätten, zwischen dem Licht und anderen Ursachen zu entscheiden. Vor kurzem hat nun Herr Hallwachs durch solche Kontrollversuche nachgewiesen, daß bei den Versuchsbedingungen, wie sie der Hauptmenge der ausgeführten lichtelektrischen Untersuchungen zugrunde liegen (Atmosphärendruck, mittleres Potential), die Ermüdung nicht auf Lichtwirkung beruht.[5]) Von der Untersuchung der im Vakuum stattfindenden Ermüdungserscheinungen wurde bei diesen Versuchen abgesehen; indessen auf die verschiedenen, dort vorhandenen Anlässe zur Ermüdung hingewiesen.

Bei den vom Verfasser benutzten Natriumzellen mit Wasserstoffüllung von 0,3 bis 0,4 mm Druck kommen von diesen Anlässen zur Empfindlichkeitsabnahme Ozonbildung durch Licht oder irgendwelche Kittwirkung nicht in Betracht. Wohl aber kann sich bei ausreichend langer Ermüdungsfrist eine Änderung der Empfindlichkeit durch Gasabsorption zeigen. Neuere Untersuchungen haben wieder bestätigt, daß solche Absorption von Wasserstoff auch bei sehr geringem Gasdruck stattfindet.[1]) Danach müßte man annehmen, daß langfristige Beobachtungen bei diesen Versuchsbedingungen eine Änderung der Empfindlichkeit konstatieren lassen.

Dies ergaben auch die folgenden Versuche.

Der Wasserstoff in den Zellen wurde aus reinem Zink und Schwefelsäure hergestellt, sorgfältig getrocknet und dann mit dem Natrium zusammen so stark erhitzt, wie es die Festigkeit des unter Unterdruck stehenden Gefäßes erlaubte. Die so bereiteten Zellen, deren wirksame Metallfläche ca. 7 cm² betrugen, bei einem Abstande der Drahtanode von 1,5 cm von der Kathode, wurden auf ihre Empfindlichkeitsänderung hin 6 Wochen nach der Herstellung beobachtet.

Die Beobachtungsfristen betrugen 87 und 30 Tage.

Als Lichtquelle diente in der ersten Versuchsreihe (87 Tage) eine Nernstlampe (50 Kerzen) in 60 cm Abstand von den beiden zur Verwendung gekommenen Zellen. Die Lampe wurde nur an den zwei Beobachtungstagen gebrannt, so daß angenommen werden konnte, daß sie bei gleicher Strombelastung und gleicher Spannung die gleiche Lichtmenge in beiden Fällen ausstrahlte. Um aber sicher zu gehen, wurde in der zweiten Ermüdungsperiode (30 Tage) eine gewöhnliche Kohlefadenlampe von 36 Kerzen benutzt, die im Abstande von 30 cm von der Zelle angebracht war. Die Zellen waren in einem geerdeten Blechkasten eingebaut und vor den Wärmestrahlen der Lampe durch ein im Strahlengang stehendes, mit Wasser gefülltes Absorptionsgefäß geschützt.

Die mit einem Drehspulengalvanometer (mit $3{,}4 \cdot 10^{-10} \frac{\text{amp}}{\text{mm}}$ Empfindlichkeit in 1,95 m Skalenabstand) beobachteten Werte sind folgende (s. Tab. 1):

Da die Versuche[2]) wegen der gleich nach der Herstellung möglichen unkontrollierbaren Veränderungen erst nach der oben angegebenen Frist ausgeführt wurden, so blieb neben einer anderen weiter unten zu berücksichtigenden Ursache für die Empfindlichkeitsabnahme nur die Gasabsorption übrig. Man könnte allenfalls

1) E. v. Schweidler, diese Zeitschr. **4**, 136, 1902.

2) K. Bergwitz, diese Zeitschr. **8**, 373, 1907.

3) W. Hallwachs, Wied. Ann. **33**, 308, 1888.

4) W. Hallwachs, Wied. Ann. **34**, 733, 1888.

5) Zusammenfassung dieser Resultate siehe: W. Hallwachs, Ber. d. math.-phys. Kl. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. in Leipzig, **58**, 341, 1906; diese Zeitschr. **7**, 766—770, 1906; Ann. d. Phys. **23**, 459, 1907.

1) F. Soddy, Proc. Royal Soc. London (A) **78**, 429, 1907; W. Heald, Phys. Rev. **24**, 269, 1907.

2) Die Zahlen der Versuchsreihe I sind mit denen von II wegen der Verschiedenheit der Batteriespannung, Beleuchtung und auch Entfernung der Lichtquelle nicht vergleichbar.

Tabelle 1.

Versuchs-reihe	Frist der Empfindlichkeitsänderung	Empfindlichkeit Zelle 1	Empfindlichkeit Zelle 2	Abnahme der Empfindlichkeit 1	Abnahme der Empfindlichkeit 2	Spannung an der Kathode
I	vorher	24,1	134,5			283,6 Volt
	87 Tage			25,7 Proz.	11,6 Proz.	
	nachher	17,9	118,9			284,0 „
II	vorher	91,8				268,7 „
	30 Tage			7,6 Proz.		
	nachher	84,8				268,7 „

daran denken, daß sich *NaH* bildet, wie dies Moissan[1]) gefunden hat, und K. Mey[2]) erwähnt. Doch können solch geringe Bildungen kaum so große Empfindlichkeitsänderungen hervorrufen, außerdem ist mit derartigen chemischen Änderungen auch nicht immer eine Ermüdung verbunden.[3])

Bei einer Untersuchungszeit von 1 1/2 Stunden unter steter Bestrahlung durch eine Heraeussche Quarzquecksilberlampe konnte, ebenso wie es Herr E. v. Schweidler und Herr K. Bergwitz gefunden haben, keine Empfindlichkeitsänderung durch sichtbares Licht bemerkt werden.

Da aber bei den gebräuchlichen Elster-Geitelschen Zellen das ultraviolette Licht durch die Glashülle ausgeschlossen ist, wurde eine Zelle mit flüssiger *NaK*-Legierung als Kathode hergestellt, die mit einer aufgekitteten Quarzplatte verschlossen und nach dem Dewarschen Verfahren evakuiert worden war. Um die Lichtstrahlung der Quecksilberlampe zu kontrollieren, wurde gleichzeitig von ihr eine äußerst empfindliche gewöhnliche Kaliumzelle beleuchtet. Die folgende Tabelle gibt eine Messung mit diesen beiden Zellen wieder:

Tabelle 2.

Zeit der Bestrahlung	Beobachtete Skalenteile: Meßzelle α_1	Beobachtete Skalenteile: Kontrollzelle α_2	α_1/α_2
0 Minuten	66,8	322,1	0,207
15 „	67,3	325,1	0,207
30 „	67,3	324,1	0,208
45 „	66,5	324,0	0,205
60 „	66,4	324,4	0,205
75 „	65,9	326,0	0,202
90 „	67,7	327,1	0,207
125 „	67,5	329,3	0,205
150 „	68,0	329,4	0,206
180 „	68,8	331,2	0,208

Dadurch wird auch für diese Klasse der lichtelektrischen Erscheinungen eine Übereinstimmung mit dem von Herrn Hallwachs anderweit Gefundenen hergestellt. Es wird bestätigt, daß keine Lichtwirkung und keine Korrosion die Ermüdung bewirken. Auch die immer wieder behauptete, aber schon durch Herrn Hallwachs[1]) widerlegte Zurückführung auf Oxydation ist hier gänzlich ausgeschlossen, denn die im entwickelten Wasserstoff enthaltenen Spuren von Sauerstoff werden entweder schon mit dem warmen Metall bei der Bereitung der Zellen in Reaktion treten oder es wird nach der Herstellung sehr kurze Zeit dauern, bis sie gebunden sind.

Ob ein Bruchteil der Empfindlichkeitsabnahme der Zelle auf Änderung des Kontaktpotentials durch Variation der Gasbeladung des Metalles zurückzuführen ist und wie groß dieser Bruchteil ist, läßt sich nicht entscheiden, dürfte aber wegen der geringen absoluten Menge von der Hand zu weisen sein.

Eine wesentliche Berücksichtigung bei der Diskussion der Versuche scheint der folgende Umstand zu verdienen. Stoletow[2]) hat experimentell gefunden und J. J. Thomson[3]) theoretisch abgeleitet, daß bei einem bestimmten Felde ein kritischer Druck des umgebenden Gases existiert, bei dem der lichtelektrische Strom ein Maximum hat. In diesem Falle gilt die Beziehung

$$X \cdot \lambda = \text{const},$$

wobei X die Feldstärke und λ die freie Weglänge einer Molekel bei diesem günstigsten Druck bedeutet. Oberhalb und unterhalb des Druckes, der dieser Weglänge entspricht, besonders unterhalb, nimmt der Effekt stark ab.

Elster und Geitel haben für die von ihnen benutzten Felder den kritischen Druck bei Wasserstoff zu 0,33 mm ermittelt. Die bei den obigen Versuchen angewandten Felder waren — bei höherem Potential und geringerer Elektrodenentfernung — beträchtlich stärker, es entspricht ihnen also eine kleinere freie Weglänge, d. h. ein höherer kritischer Druck. Es wird daher bei der gefundenen Empfindlichkeitsabnahme neben der durch Gasabsorption

1) H. Moissan, Compt. rend. **134**, 18 u. 71, 1902.
2) K. Mey, Ann. d. Phys. **11**, 127, 1903.
3) W. Hallwachs, diese Zeitschr. **5**, 489, 1904.

1) W. Hallwachs, Wied. Ann. **37**, 666, 1889.
2) A. Stoletow, Journ. de Phys. (2) **9**, 468, 1890.
3) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, S. 233, 1903.

hervorgerufenen Ermüdung auch der Umstand eine Rolle spielen, daß durch die Erniedrigung des Gasdruckes der lichtelektrische Strom kleiner wird. Demgemäß ist es auch denkbar, daß bei einer geeigneten Wahl des Gasdruckes oberhalb des kritischen Druckes die durch die absorbierten Gase hervorgerufene Ermüdung dadurch kompensiert wird, daß durch die Annäherung an den günstigsten oder kritischen Druck die Empfindlichkeit steigt und auf diese Weise eine Konstanz der Zelle hervorgerufen werden kann.

Für langfristige photometrische und lichtelektrische Messungen können nach obigen Versuchen die Elster-Geitelschen Zellen nicht ohne weiteres als unveränderlich angesehen werden. Weiterhin darf eine beobachtete Empfindlichkeitsänderung einer geschlossenen lichtelektrischen Zelle nicht ausschließlich einer Ermüdung oder Erholung der Kathode zugeschrieben werden, sondern es ist bei solchen Messungen auf die Größe des kritischen Druckes bei dem benutzten Felde Rücksicht zu nehmen. Bis zu welchem Betrage die gefundene Empfindlichkeitsabnahme der hier beobachteten Zellen der Gasbeladung der Kathoden oder der Druckabnahme zur Last zu legen ist, müssen besondere Versuche bei schwächeren Feldern oder höheren Drucken lehren.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Januar 1908.

(Eingegangen 29. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 39[1]): Pietro Doglio, Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren.

Viele Forscher haben bisher angenommen, daß die Emission der Kathodenstrahlen von gleicher Dauer sei wie die der Röntgenstrahlen, und infolgedessen sind viele Versuche zur indirekten Bestimmung der Dauer der ersteren durch Messung der Dauer der letzteren angestellt worden. So hat Brunhes[2]) — nachdem er bereits gefunden hatte, daß die Emission der Röntgenstrahlen nicht momentan ist — den Versuch folgendermaßen angeordnet:

Eine Metallscheibe, in welcher verschiedene Reihen kreisrunder Löcher auf konzentrischen Kreisen angeordnet waren, konnte zwischen einer Crookesschen Röhre und einem Baryumplatincyanürschirm umlaufen. Wenn die Scheibe stillstand, so zeigte sich die Erregung auf dem Schirme durch eine Anzahl kreisrunder Flecke, entsprechend den Löchern in der Scheibe. Erteilte man der Scheibe eine passende Geschwindigkeit, so erschien das Bild der Löcher nicht mehr kreisförmig, sondern in der Richtung senkrecht zur Scheibenachse verlängert. Aus der Messung der Winkelgeschwindigkeit der Scheibe und der Verlängerung der Bilder fand Brunhes, daß die Dauer der Röntgenstrahlemission einen Wert von ungefähr $^1/_{12500}$ Sekunde habe. Diese Methode behandelt aber, wie man sieht, das Problem sehr indirekt. Es wird dabei nämlich angenommen, daß die Dauer der Röntgenstrahlen ohne weiteres mit der der Kathodenstrahlen identisch sei, und diese Annahme enthält eine Hypothese, die nicht ohne weiteres einleuchtend und möglicherweise unberechtigt ist. Die Ätherwellen, welche durch den Anprall der Kathodenstrahlteilchen auf die Antikathode erzeugt werden, offenbaren sich auf einem Fluoreszenzschirm nur dann, wenn ihre Energie oberhalb eines gewissen Grenzwertes liegt. Man muß deshalb bis zum Beweise des Gegenteils annehmen, daß die Kathodenstrahlen nach der Umwandlung in Röntgenstrahlen zur Erregung des Leuchtens des Platincyanürs weniger fähig sein werden, als wenn sie unmittelbar auf dieses wirken. Wäre dies der Fall, so müßte sich die Dauer der Kathodenstrahlen unter gleichen Verhältnissen größer als die der Röntgenstrahlen ergeben.

Brunhes[1]) hat in der Folge seine eigenen Ergebnisse durch andere Versuche bestätigt; dagegen ist zu erwähnen, daß andrerseits Colardeau[2]) mit einer im wesentlichen ähnlichen Methode gefunden hat, daß die Emissionsdauer für Röntgenstrahlen unterhalb $^1/_{50000}$ Sekunde liegen müsse.

Broca[3]) hat die Frage mittels einer reinelektrischen Methode zu lösen versucht. Er sandte nämlich in die Röhre nur die Öffnungsentladung einer Spule und maß die mittlere Stromstärke des durch diese Röhre gehenden Stromes. Daraus konnte er die Dauer der Entladung berechnen unter der Annahme, daß die Stromstärke konstant wäre; doch ist diese Hypothese sicherlich von jeglicher noch so groben Annäherung weit entfernt. Broca fand auf diese Weise für die Dauer der Entladung einen Wert gleich 0,0005 Sekunden.

Endlich hat Broca weiter im Verein mit Turchini[4]) die Messungen wiederholt und dabei in den Entladungskreis eine kleine Funkenstrecke eingeschaltet und deren Dauer nach der Methode des rotierenden Spiegels

1) Nr. 38: diese Zeitschr. **9**, 156, 1908.
2) C. R. **130**, 1007, 1900.

1) Bull. Soc. Franç. de Phys. **163**, 1—3, 1901.
2) Séances Soc. Franç. de Phys., 1901, 113.
3) C. R. **142**, 271, 1906.
4) C. R. **142**, 445, 1906.

gemessen. Auf diese Weise haben die genannten Forscher aber keineswegs die Kathodenstrahlemission betrachtet, sondern sie haben es vielmehr mit einer Erscheinung von ganz anderer Natur zu tun gehabt.

Ich wollte nun sehen, welche Größenordnung die Dauer der Kathodenstrahlemission hat, und wie sie durch die Verhältnisse im äußeren Stromkreise beeinflußt wird. Das Prinzip meiner Methode ist folgendes: Ordnet man senkrecht zur Achse einer Braunschen Röhre zwei Spulen an, die von zwei in Phase gegeneinander verschobenen Wechselströmen durchflossen werden, so nimmt das Kathodenstrahlbündel eine Rotationsbewegung an, und der Leuchtfleck beschreibt einen geschlossenen Kreis. Läßt man nun durch die Braunsche Röhre nur die Öffnungsentladung eines Induktors gehen, so wird der Leuchtfleck, wenn die Dauer der Kathodenstrahlemission unterhalb der Periode der Wechselströme liegt, einen Teil der Kurve beschreiben, der um so länger sein wird, je geringer der Unterschied zwischen der Periode der Wechselströme und der Dauer der Emission der Kathodenstrahlen ist. Steigert man dann allmählich die Wechselzahl der Ströme, so wird der Kreisbogen immer größer, und schließlich wird der Kreis vollständig, wenn eben die Dauer eines Stromwechsels gleich der Dauer der Kathodenstrahlemission wird. Mißt man demnach diese Periode unter solchen Verhältnissen, daß die Enden des Kathodenstrahlfleckes sich gerade vereinigen, so hat man ohne weiteres ein Maß für die Kathodenstrahlemission. Dieses wird demnach weder durch die Dauer des Leuchtens des Platincyanürs beeinflußt, noch durch eine etwaige Verzögerung, die dadurch entstehen könnte, daß die Erregung des Leuchtens Zeit erforderte.

Der von mir benutzte Unterbrecher konnte bis zu 10000 Wechseln in der Sekunde liefern. Er hatte einen einzigen Stromkreis, und um die beiden in Phase gegeneinander verschobenen Ströme zu erhalten, die nötig sind, um das Kathodenstrahlbündel in Umlauf zu versetzen, veränderte ich die Phase des durch eine der Spulen fließenden Stromes dadurch, daß ich in seinen Stromkreis einen Kondensator einschaltete.

Für meine Messungen war es nicht nötig, die Phasenverschiebung genau so einzustellen, daß ich eine vollkommen kreisrunde Kurve auf dem Leuchtschirm erhielt; es genügte, daß der Fleck eine elliptische Kurve beschrieb. Das ließ sich nun durch jede noch so kleine Phasenverschiebung eines der beiden Ströme gegen den andern erreichen. Eine elliptische Kurve ließ sich aber auch mittels einer einzigen Spule erhalten, deren Windungen auf einen Kupferkern gewickelt waren. Eine Neigung der Spule in der Ebene senkrecht zur Röhrenachse (so daß diese Achse schief zur Spulenachse steht) genügt, um zu erreichen, daß das Kathodenstrahlbündel durch zwei Felder gestört wird: durch das Feld H_1, welches von dem in dem Drahte fließenden Strome erzeugt wird, und durch das Feld H_2, welches von dem in dem Kern induzierten Strome herrührt (siehe Fig. 1). Diese beiden Felder fallen bei der beschriebenen Stellung der Spule nicht

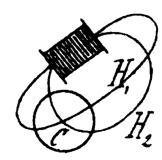


Fig. 1.

zusammen und sind überdies — im allgemeinen — hinreichend in Phase gegeneinander verschoben, um eine geschlossene elliptische Kurve zu erzeugen.

Diese Anordnung kann sehr bequem werden, wenn man ein Drehfeld erhalten will und nur über eine einzige Phase verfügt. Aus diesem Grunde habe ich es denn auch für zweckmäßig erachtet, sie hier mitzuteilen.

Als Unterbrecher habe ich den von Felici benutzt. Mit diesem schickte ich in die Röhre die Öffnungsentladungen des Induktors. Dieser Unterbrecher gestattete mir, — innerhalb gewisser Grenzen — die Unterbrechungsgeschwindigkeit zu verändern und zu sehen, welchen Einfluß sie auf die Messungen hatte, die ich ausführen wollte.

Zur Zählung der sekundlichen Wechselzahl, oder, was dasselbe ist, der Tourenzahl des Unterbrecherankers, brachte ich auf dessen Achse einen Kontakt an. Dieser schloß bei jedem Umlauf einen aus einem Sammler und einem elektromagnetischen Induktor gebildeten Stromkreis. Ein anderes ähnliches Signal war in einem zweiten Stromkreise angeordnet, der bei jeder Schwingung eines Pendels geschlossen wurde. So wurden also parallel zueinander auf einen berußten Zylinder die Sekunden und die Tourenzahl des Unterbrechers aufgezeichnet.

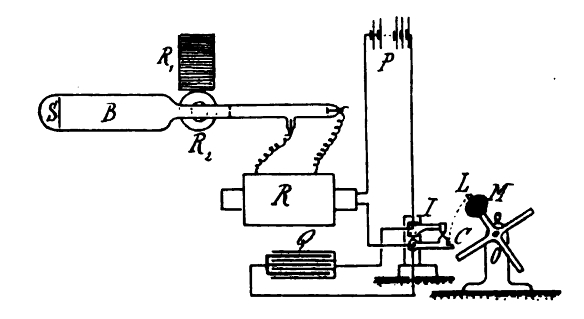


Fig. 2.

In Fig. 2 ist die allgemeine Versuchsanordnung dargestellt.

Die Primärspule des Induktors R liegt im Stromkreise einer durch den Unterbrecher J geschlossenen Batterie. Der Unterbrecher J besteht aus einem Kontakt C, welcher mittels einer Zunge L geöffnet wird, die an einem um O drehbaren und durch ein schweres auf ihm befestigtes Bleigewicht M in schnelle Umdrehung versetzten Arme sitzt. Im Nebenschluß zu C liegt ein Kondensator Q von veränderlicher Kapazität. Die Klemmen der Sekundärspule sind mit den Elektroden einer Braunschen Röhre B verbunden, die zusammen mit den von dem Wechselstrom durchflossenen Spulen R_1 und R_2 an einem festen Gestell angebracht ist. Die Stellung der Spulen und die Phasenverschiebung der beiden Ströme wurden zunächst unter Erregung der Röhre mittels einer gewöhnlichen Wimshurstmaschine reguliert.

Nachdem die beiden elektrischen Signale vorbereitet waren, so daß nur noch im gegebenen Augenblick der berußte Zylinder für die Registrierung der Stromwechsel in Bewegung gesetzt zu werden brauchte, wurde der Unterbrecher in Gang gesetzt. Ein Beobachter, der durch geeignete Maßnahmen gegen das Licht geschützt war, beobachtete den Schirm der Braunschen Röhre, ein anderer handhabte den Unterbrecher und sandte beständig die Öffnungsentladungen durch die Röhre, ein dritter regulierte die Geschwindigkeit des Unterbrechers und leitete den berußten Zylinder. Der erste Beobachter konnte also in Bequemlichkeit das verschiedene Aussehen des Leuchtflecks auf dem Schirme beobachten und die Unterbrechergeschwindigkeit ändern lassen, bis die beiden Enden des Leuchtflecks zur Berührung kamen und den Kreis zur Schließung brachten. In diesem Augenblick wurde der Zylinder, auf dem die beiden Signale ihre Spulen hinterließen, in Bewegung gesetzt.

Der Leuchtfleck bot nicht immer ein regelmäßiges Aussehen dar, doch gelang es durch genügend häufige Wiederholung des Versuchs, mit großer Genauigkeit den Augenblick festzustellen, in welchem sich der Kreis schloß.

Die Messungen haben übereinstimmend ergeben, daß die Entladungsdauer zwischen 0,0002 und 0,0003 Sekunden schwankt. Dieser Wert ist erheblich kleiner als der von Broca und von Broca und Turchini gefundene. Er ist viel größer als der, den Brunhes erhalten hat, und von durchaus anderer Größenordnung wie der, den Colardeau aus der Dauer der Emission der Röntgenstrahlen erhalten hat. Das beweist genau, was ich über die Dauer der Emission der Röntgenstrahlen im Verhältnis zu der der Emission der Kathodenstrahlen zu bemerken Gelegenheit hatte.

Was die Abhängigkeit der Dauer der Kathodenstrahlemission von den Verhältnissen im äußeren Stromkreise betrifft, so sei vor allem bemerkt, daß diese nicht so sehr veränderlich sind, wie es auf den ersten Blick erscheinen könnte. Um nämlich eine regelmäßige Strahlenemission zu erhalten, muß man gewisse Verhältnisse im Stromkreise beibehalten, ohne welche der Versuch nicht ausführbar ist. Aus diesem Grunde habe ich den unmittelbaren Einfluß der Unterbrechungsgeschwindigkeit nicht untersuchen können, denn innerhalb der Grenzen, in denen dies möglich war, ergab sich die Dauer von ihr unabhängig.

Dagegen kann man recht weite Änderungen der Entladungsverhältnisse durch Änderung der, wie angegeben, im Nebenschluß zum Primärkreis liegenden Kapazität erhalten. Auf diese Weise konnte ich denn auch feststellen, daß die Verhältnisse des Stromkreises einen unbestreitbaren Einfluß auf die Dauer der Emission der Kathodenstrahlen haben.

Ich gebe hier einige Ergebnisse dieser Messungen wieder und habe sie auch graphisch in Fig. 3 dargestellt.

Kapazität in Mikrofarad	Dauer der Entladung in Sekunden
0,65	0,00018
1,62	0,00021
2,27	0,00022
2,59	0,00024
3,85	0,00028
6,12	0,00033

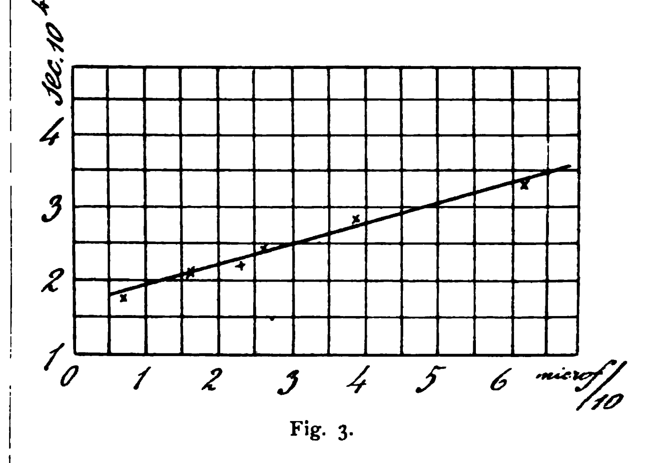


Fig. 3.

Ein Blick auf die Tabelle oder die Figur zeigt deutlich, daß die Dauer der Kathodenstrahlemission mit der Kapazität des Kondensators nach einem angenähert linearen Gesetz wächst.

Man kann somit aus den mitgeteilten Betrachtungen und Ergebnissen schließen, daß die Kathodenstrahlemission einer Crookesschen Röhre keine Erscheinung von wohldefi-

nierter und für die Beschaffenheit einer Röhre charakteristischer Dauer ist. Sie ist viel komplizierter, als nach den bisherigen Untersuchungen anzunehmen war, und eng mit den Verhältnissen im äußeren Stromkreis verknüpft. Man kann also, streng genommen, nicht von einer Dauer der Emission der Kathodenstrahlen im absoluten Sinne sprechen, weil man sie immer auf die speziellen Verhältnisse beziehen muß, unter denen die Erscheinung erfolgt, Verhältnisse, die keineswegs präzisiert, und vielleicht auch nicht präzisierbar sind. Unter den Verhältnissen, unter denen meine Versuche gemacht wurden, ergab sie sich zu ungefähr drei Zehntausendsteln einer Sekunde.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 12. Januar 1908.)

Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.

Bemerkung zu dem Artikel von Fred. Soddy.[1])

Von J. E. Lilienfeld.

Die obiger Abhandlung zugrunde liegende Beobachtung ist, daß bei der Abnahme des Gasdruckes von einem bestimmten Grenzwerte abwärts die Spannung, welche zur Einleitung einer Entladung zwischen einer Wehnelt-Kathode und einer beliebigen Anode nötig ist, stark zunimmt. Dieses wird von dem Verfasser dahin gedeutet, daß in diesem Druckgebiete „die Wehnelt-Kathode ihre Wirksamkeit verliert".

Nun habe ich in zwei Publikationen[2]), von denen die erste um die Zeitdauer eines Jahres der in der obigen Überschrift angeführten vorausging, darauf hingewiesen, daß bei der Gasentladung im hochgradigen, besonders sorgfältig hergestellten Vakuum eine Reihe prinzipiell wichtiger Erscheinungen zutage tritt. Als hervorragend charakteristisch ist von mir schon in der ersten der beiden angeführten Mitteilungen (S. 634—635) der Anstieg des Potentialgefälles in der positiven Lichtsäule bei abnehmendem Drucke in dem erwähnten Druckgebiete beschrieben worden. Ich wies darauf hin, daß dieses Verhalten dem bei dem sonst üblichen Vakuum beobachteten diametral entgegengesetzt ist. — Diese Tatsache wurde ganz unabhängig von der Art der Elektroden (welche „bei einem Teile der Versuche ausgedehnte Aluminiumelektroden" (S. 631) waren) gefunden und dahin gedeutet, daß „es nicht ausschließlich die von der Oxydelektrode emittierten Elektronen sind, welche, wie vielfach angenommen wird, die Entladung im hohen Vakuum bewirken, sondern daß es sehr wesentlich auf einen zweiten Faktor ankommt". Ich präzisierte diese Anschauung in meiner zweiten Mitteilung dahin, daß infolge der Abwesenheit hinreichender Gasreste die „Anzahl (räumliche Dichte) der die Stromleitung besorgenden negativen Elektronen groß wird im Vergleich mit der pro Volumeneinheit enthaltenen Anzahl der Gasmoleküle, so daß also die „Tendenz zur Ausbildung einer möglichst großen negativen Volumladung in der Strombahn besteht" — welche dem Vorgang des Stromtransportes durch die negativen Elektronen engegenwirkt.

Je höher das Vakuum, je größer die Stromdichte[1]) — desto deutlicher tritt die neue Eigenart der Entladung hervor —, während die an der Wehnelt-Elektrode selbst zur Einleitung der Entladung bei konstant gehaltener Stromdichte verbrauchte Energie nicht auffallend zunimmt. In diesem Sinne meine ich, daß die Auffassung, „die Wehnelt-Kathode verliert ihre Wirksamkeit" bei hochgradigem Vakuum — unzutreffend ist. Es handelt sich vielmehr bei den in Frage kommenden Erscheinungen um ein sehr wichtiges, ganz allgemein bei der Entladung im extremen Vakuum neu auftretendes Moment.

1) Diese Zeitschr. 9, 8, 1908.

2) Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung. Erste Mitteilung 16. November 1906, zweite Mitteilung 22. März 1907. Verh. D. Phys. Ges. 8 und 9. Weitere Messungen, die einer dritten Publikation zugrunde gelegt werden sollen, befinden sich im Gange.

1) Bei konstantem Röhrenquerschnitt (12 mm Durchmesser etwa) ist der Spannungsabfall in der positiven Lichtsäule in sehr weiten Grenzen der Quadratwurzel aus der Stromstärke direkt proportional, wenn bei dem höchsten erreichbaren (Holzkohle, flüssige Luft) Vakuum beobachtet wird.

Leipzig, Januar 1908.

(Eingegangen 1. Februar 1908.)

Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann.

Von O. M. Corbino.

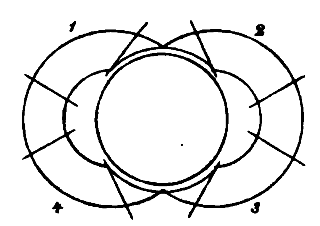
Im Verfolg der Untersuchungen, auf die ich im 25. Hefte des vorigen Jahrganges dieser Zeitschrift (8, 924, 1907) hingewiesen habe[1]), konnte ich mit einer kleinen Dynamo mit vielfach unterteiltem Eisen Versuche machen; die Maschine wurde zahlreichen Änderungen unterzogen, zu dem Zwecke, die Frequenz der erhaltenen Ströme zu steigern.

Das Modell, welches die besten Ergebnisse geliefert hat, besteht aus einem Trommelanker aus sehr dünnen Blechscheiben, die nach zwei

1) Siehe auch: L'Elettricista, 1. Nov. S. 297, 1907.

zueinander rechtwinkligen Durchmessern durchschnitten sind. Längs des Umfanges wurden 32 Furchen zur Aufnahme der Drähte, 1152 an der Zahl, angebracht. Die Drähte waren in 16 dem Kollektor gegenüberstehende Spulen eingeteilt. Der zylindrische Teil des Ankers hat einen Durchmesser von 62 mm bei 65 mm Länge. Die Wickelung ist so eingerichtet, daß jede Windung $^{14}/_{32}$ des gesamten Umfanges umfaßt.

Der Feldmagnet wird von zwei Bündeln aus dünnen Eisendrähten von 0,2 mm Durchmesser gebildet. Diese Bündel haben rechteckigen Querschnitt — 2×5 cm — und ungefähr die gekrümmte Gestalt, welche die Figur



zeigt. Die Wickelung des Magnets ist in vier Abschnitte geteilt, die nahe den Enden angeordnet sind. Der scheinbare Widerstand des Feldmagnets beträgt 9 Ohm, der des Ankers 3 Ohm; der Selbstinduktionskoeffizient der ganzen Maschine ist gleich 90 Millihenry.[1])

Einem die vier Abschnitte des Feldmagnets hintereinander durchfließenden Strome von 1 Ampere entspricht eine maximale Induktion (im Zentrum der Querschnitte) von ungefähr 2000 C.G.S-Einheiten.

Im Anker lagern sich die beiden von den beiden Zweigen des Feldmagnets herrührenden Flüsse übereinander mit einem Verluste von anscheinend weniger als 10 v. H.

Die von der Dynamo bei einer Umlaufsgeschwindigkeit von 150 Touren in der Sekunde und bei einer Stromstärke von 1 Ampere im Feldmagnet entwickelte EMK. beträgt 50 Volt. Da nun der gesamte Ohmsche Widerstand 12 Ohm beträgt, so hat der Apparat einen negativen Widerstand von 38 Ohm. Somit müßte er in Verbindung mit einem Kondensator gestatten, Wechselströme von solcher Frequenz zu erzeugen, daß durch sie der Äquivalentwiderstand der Maschine durch die Hysterese und die Foucaultströme um 38 Ohm wächst.

Leider tritt dies schon bei nicht sehr hohen Frequenzen ein; es ist mir in der Tat nicht möglich gewesen, die Frequenz von 250 ganzen Schwingungen in der Sekunde zu überschreiten.

1) Ich habe auch mit ähnlichem Erfolg andere Wicklungsweisen des Feldmagnets versucht unter Veränderung des Drahtquerschnittes und der Gesamtzahl der Windungen.

Auch führt schon eine oberflächliche Prüfung der Wirkungsbedingungen zu dem Schlusse, daß diese Grenze nicht überschritten werden kann, solange man nicht das Eisen aus der Maschine ausschließt.

Nehmen wir nämlich an, es sei durch Unterteilung des Eisens gelungen, die Foucaultströme fast vollständig zu beseitigen, so daß sie zu vernachlässigen sind, so wird immer die Wirkung der Hysterese zurückbleiben, welche einen doppelten Einfluß hat:

Erstens wird wegen des Zurückbleibens der Magnetisierung unter der Stromstärke die Dynamo eine EMK. entwickeln, welche mit der Intensität nicht in Phase ist, und das bringt eine Verminderung des Wertes ihres negativen Widerstandes mit sich.

Zweitens wird durch die Energiezerstreuung infolge der Hysterese der gesamte scheinbare Widerstand der Maschine um eine gewisse Größe vermehrt, welche dem Volumen des Eisens, der Frequenz und der 1,6ten Potenz der Induktion proportional ist. Was den Steinmetzschen Koeffizienten η anlangt, so muß dieser, wie ich durch den Versuch bestätigt gefunden habe, einen beträchtlichen Wert haben (ungefähr 0,01), denn es ist schwer, gutes weiches Eisen in dünnen Drähten zu erhalten; und selbst, wenn man solches hätte, so nimmt dabei die Hysteresisfläche bei hoher Frequenz merklich zu.[1])

Wir wollen unsere Untersuchung auf die Maschine beschränken, mit welcher ich experimentiert habe, und wollen näherungsweise den Energieverlust im Feldmagnet berechnen, in welchem das Volumen des Eisens ungefähr 400 cm^3 betrug.

Bezeichnen wir mit W die zerstreute Kraft, mit B die Induktion und mit n die Frequenz, und nehmen wir an, daß die der Maximalstromstärke von 1 Ampere entsprechende Induktion 2000 und daß $n = 250$ sei, so wird:

$$W = \eta n V B^{1,6} = 19 \text{ Watt}.$$

Einen geringeren Verlust werden wir im Anker haben, welcher ein kleineres Volumen — 170 cm^3 — besitzt, und in welchem die Induktion einen kleineren Wert hat. Jedoch werden in ihm die Verluste durch Foucaultströme nicht ganz zu vernachlässigen sein, da sein Magnetkern aus Platten und nicht aus Drähten besteht.

Aber selbst wenn wir die Verluste im Anker gänzlich vernachlässigen und annehmen, daß im ganzen nur 19 Watt bei einem Strom von 250 Perioden und der Maximalstärke von 1 Ampere verloren gehen,

1) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **6**, 174, 1905 und Lincei Rend. **15** [1] (3), 1907.

so wird der Äquivalentwiderstand, der also dieselbe Kraft zu absorbieren vermag, 38 Ohm betragen. Diese Zahl stimmt, sicherlich zufälligerweise, mit dem Werte des negativen Widerstandes der Maschine überein.

Diese Berechnung, so grob sie ist, zeigt uns aber schon zur Genüge, daß man schwer über 250 Schwingungen in der Sekunde wird hinausgehen können, denn um diesen Grenzwert herum wird der negative Widerstand der Maschine durch ihren scheinbaren positiven Widerstand kompensiert, und die Schwingungen werden daher gedämpft und nicht stetig werden.

Vernünftigerweise muß man auch denken, daß, wie man auch die Abmessungen und die Konstruktionsdaten des Apparates modifizieren mag, solange man in den durch die Praxis gegebenen Grenzen bleibt, man die erhaltene Schwingungszahl der Größenordnung nach nicht wird überschreiten können.

Da die Gegenwart des Eisens zwar den negativen Widerstand der Maschine selbst bei mäßiger Geschwindigkeit erheblich zu steigern gestattet, indessen einen Extrawiderstand einführt, welcher einen sehr hohen Wert annimmt und den ersteren Vorteil wieder aufhebt, so darf man kaum die Frequenz zu steigern suchen. Ich muß indessen gestehen, daß ich nicht erwartet hatte, daß die Kompensation bei einer verhältnismäßig so niedrigen Frequenz erfolgen würde; ich hatte nur vorausgesehen, daß die Wirksamkeit der Maschine wegen der fortgesetzten Erwärmung der Kerne, in denen die Energiezerstreuung durch die Hysterese stattfindet, nicht lange würde dauern können.

Man wird daher auf eisenfreie Dynamos zurückkommen müssen und höchstens ein kleines auf wenige Eisendrähte gewickeltes Solenoid hinzufügen, einzig zu dem Zwecke, einen mit der Intensität schnell wachsenden Widerstand für Wechselströme einzuführen, was zur Sicherung der Stabilität der Wirksamkeit erforderlich ist.

Einige Überschlagsrechnungen haben mir ergeben, daß es möglich ist, mit einer eisenfreien Dynamo einen negativen Widerstand zu erhalten, wenn es gelingt, dem Anker eine Umfangsgeschwindigkeit von etwa 60 Metern in der Sekunde aufzuzwingen. Dafür sind besondere Vorsichtsmaßregeln bei der Konstruktion sowie nicht gewöhnliche Hilfsmittel erforderlich; ist aber einmal die Schwierigkeit überwunden, so gibt es theoretisch keinerlei Grenze mehr für den Wert der erreichbaren Frequenz. In der Praxis werden immer zahlreiche Nebenumstände, deren Bedeutung sich nicht leicht a priori bestimmen läßt, eine Schranke setzen. Ich hoffe, mir im Hinblick auf die wichtigen Anwendungsmöglichkeiten die erforderlichen Mittel zur Verwirklichung dieses Projektes verschaffen zu können.

Messina, Physikalisches Institut der Kgl. Universität, im Dezember 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Januar 1908.)

Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz.

Von O. M. Corbino.

Ein Hauptschlußmotor mit Kollektor, der unter dem Antrieb einer konstanten EMK. umläuft, kann zwischen den Polen des Ankers einen negativen scheinbaren Widerstand für Wechselströme hoher Frequenz aufweisen, der oberhalb einer gewissen Grenze liegt.

Nehmen wir einmal an, wir hätten einen Hauptschlußmotor, den wir als eisenfrei voraussetzen wollen, damit die Wicklungen einen von der Frequenz unabhängigen Ohmschen Widerstand aufweisen. Wir wollen nun den Anker durch eine Sammlerbatterie von der EMK. E in Umlauf versetzen lassen. Es mögen r_1 und L_1 der Widerstand und die Selbstinduktion des Ankers, r_2 und L_2 die entsprechenden Größen des ganzen übrigen Stromkreises sein, von dem der Feldmagnet einen Teil bildet. Im Anker wird dann eine EMK. entwickelt werden, welche der durch den Feldmagneten fließenden Stromstärke proportional und so gerichtet ist, daß sie dem Durchgang eben dieses Stromes entgegenwirkt. Es sei K der Proportionalitätskoeffizient, J die Stromstärke; dann haben wir:

$$E = KJ = (r_1 = r_2)\, J.$$

Wenn wir die Geschwindigkeit konstant halten und von den Punkten A und B aus in das System der beiden Stromverzweigungen AMB und ANB einen veränderlichen Hilfsstrom i

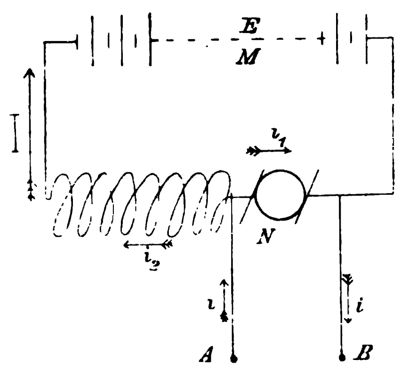


Fig. 1.

einleiten, so wird sich dieser in zwei Ströme i_1 und i_2 teilen, welche sich in eben diesen Stromkreisen dem Strome $\mathfrak{J}$ überlagern werden. Auch für diese Hilfsströme werden wir die Gleichungen des Ohmschen Gesetzes schreiben können, sofern wir nur sämtliche vorhandenen induktiven EMK. berücksichtigen. Nennen wir die zwischen A und B bestehende veränderliche Potentialdifferenz e, so werden wir demnach haben:

$$e = r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - K i_2 = r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}$$

und ferner:

$$i = i_1 + i_2. \tag{1}$$

Bezeichnen wir mit r und L den Widerstand und den Selbstinduktionskoeffizienten eines einzigen Leiters von der Beschaffenheit, daß er für den Fall eines sinusförmigen Stromes i dem System der beiden Stromverzweigungen zwischen A und B äquivalent ist, daß also durch ihn die Gesamtstromstärke i fließen kann, wenn an seinen Enden die Potentialdifferenz e herrscht, so wird:

$$\left.\begin{aligned} e = ri + L\frac{di}{dt} = r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} \\ - K_2 = r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Wenn i sich sinusförmig ändert, so können wir setzen:

$$\begin{aligned} i &= A \sin \omega t, \\ i_1 &= A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t, \\ i_2 &= (A - A_1) \sin \omega t - B_1 \cos \omega t, \end{aligned}$$

wodurch die Gleichung (1) befriedigt wird. Wir können nun diese Werte in die Gleichung (2) einsetzen und sind dann in der Lage, r und L abzuleiten. Durch eine nicht gerade kurze Rechnungsreihe erhält man:

$$r = \frac{L_1 L_2 \omega^2 \left(\frac{L_1}{L_2} r_2 + \frac{L_2}{L_1} r_1 - K \right) + r_1 r_2 (r_1 + r_2 + K)}{(r_1 + r_2 + K)^2 + (L_1 + L_2)^2 \omega^2} \tag{3}$$

$$L = \frac{L_1 L_2 \omega^2 (L_1 + L_2) + L_1 r_2 (r_2 + K) + L_2 r_1 (r_1 + K)}{(r_1 + r_2 + K)^2 + (L_1 + L_2)^2 \omega^2}. \tag{4}$$

Verweilen wir zunächst bei der Diskussion des Wertes, den wir für r erhalten haben. Die Größe K drückt die EMK. aus, welche im Anker entwickelt wird, wenn der induzierende Strom gleich 1 ist; diese ist der Ankergeschwindigkeit proportional. Mit einer eisenfreien Maschine ist es sehr schwer, eine solche Geschwindigkeit zu erreichen, daß

$$K > r_1 + r_2$$

wird; vielmehr wird für gewöhnlich

$$K < r_1 + r_2 \tag{5}$$

sein. Trotzdem kann die Klammer des ersten Gliedes im Zähler der Gleichung (3) negativ sein. Gewöhnlich ist nämlich

$$L_2 > L_1,$$

und somit wird, wenn wir

$$\frac{L_2}{L_1} = m$$

setzen, die Zahl m größer als die Einheit.

Damit der Ausdruck in der Klammer negativ werde, muß also

$$K > \frac{1}{m} r_2 + m r_1$$

sein, und diese Bedingung kann zugleich mit der Ungleichung (5) befriedigt werden, mit der sie nicht unvereinbar ist.

Wenn beispielsweise

$$K = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$$

und

$$m = 5$$

wäre, so würde die letzte Bedingung werden:

$$r_1 < \frac{1}{15} r_2,$$

eine Bedingung, welche vollkommen realisierbar ist.

Haben wir nun erreicht, daß die Klammer einen negativen Wert hat, so wird offenbar bei einem hinreichend großen Werte von ω der ganze Zähler von (3) und demzufolge auch der ganze Ausdruck für r negativ werden.

Was L anlangt, so kann man für einen hinreichend großen Wert von ω ohne ernsteren Fehler schreiben:

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}. \tag{4a}$$

Die Gesamtheit der beiden Stromzweige zwischen A und B ist also in diesem Falle für hochfrequente Ströme einem Leiter gleichwertig, der einen scheinbaren negativen Widerstand hat und eine Selbstinduktion, die sich nach der Stromverzweigungsregel berechnen läßt.

Legt man nun zwischen A und B einen Kondensator an, so werden die oszillierenden Ladungs- und Entladungsströme fortgesetzt an Amplitude zunehmen und eine konstante Amplitude erreichen können, wenn man mit dem Kondensator in Reihe einen Leiter schaltet, dessen Widerstand mit der Stromstärke wächst.

Die gesamte Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt. Die Ströme werden die Periode der Resonanz haben, und die Amplitude wird man durch Veränderung des Wertes von E, von welchem der Wert der Geschwindigkeit und

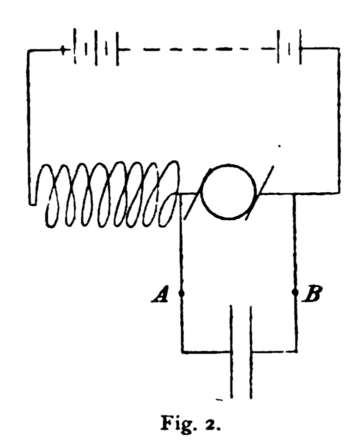


Fig. 2.

somit auch der Wert von K abhängt, regulieren können.

Die Vorteile dieses Systems gegenüber dem System Reihendynamo-Kondensator, welches ich an anderer Stelle vorgeschlagen und verwirklicht habe [1]), sind folgende:

1. Vor allen Dingen muß man bei dem System Reihendynamo-Kondensator, um kontinuierliche oszillatorische Ströme zu erhalten, den Anker mit solcher Geschwindigkeit bewegen, daß

$$K > r_1 + r_2 \tag{6}$$

wird. Das bedeutet bei eisenfreien Maschinen, wie sie unerläßlich sind, wenn man zu hohen Frequenzen gelangen will, daß man dem Anker Geschwindigkeiten aufzwingen muß, wie sie sich nicht leicht verwirklichen lassen. Bei der neuen Anordnung hingegen genügt es, daß

$$K > m r_1 + \frac{1}{m} r_2$$

ist, das heißt, es genügt ein kleinerer Wert für K für einen passenden Wert von r_1 und r_2, also eine geringere Geschwindigkeit des Ankers. Daß das andere System bessere Wirkungen ergeben würde, wenn man die Bedingung (6) würde befriedigen können, läßt sich aus der Diskussion der Gleichung (3) herleiten.

2. Bei der neuen Anordnung setzt sich der Apparat von selbst in Bewegung, einfach unter Verwendung einer konstanten EMK. Es ist nicht, wie beim ersten System, ein Hilfsmotor erforderlich, ohne den Rüdenberg irrtümlicherweise auskommen zu können geglaubt hat. [2])

Man kann offenbar dieselben oszillatorischen Ströme erhalten, wenn man die EMK. E ausschaltet und den Anker auf mechanischem Wege in demselben Sinne wie vorher dreht. Dabei wird die Maschine eine richtige Nebenschlußdynamo; man beachte jedoch, daß der Umdrehungssinn, den man hierbei anwenden muß, der umgekehrte ist wie der, bei welchem die Nebenschlußmaschine für gewöhnlich als Motor und als Dynamo mit Gleichstrom arbeitet. [1]) In der gewöhnlichen Gleichstromtechnik kann man einen solchen Umlaufssinn in keinem Falle verwenden. Daher sind vielleicht auch die charakteristischen Wirkungen, von denen in vorstehendem die Rede ist, noch niemals untersucht worden.

Es ist noch zu beachten, daß eben diese Anordnung für Gleichstrom oder langsam veränderlichen Strom einen positiven Widerstand, oder, was dasselbe ist, eine aufsteigende Charakteristik (e als Funktion von i) aufweist. Die erhaltenen Wirkungen sind der Divergenz zwischen der dynamischen und der statischen Charakteristik zuzuschreiben. Bei der Duddellschen Schaltung dagegen bildet diese Divergenz infolge der von Simon nachgewiesenen Hysteresis des Bogens ein Hindernis für die Erzeugung der Schwingungen. —

Derartige Divergenzen zwischen den beiden Charakteristiken lassen sich nicht leicht voraussehen. Aus diesem Grunde ist denn auch die vorliegende Anordnung in der systematischen Untersuchung von Barkhausen [2]), die

1) O. M. Corbino, L'Elettricista **3** 2, 1904 und **6**, 297, 1907; vergl. auch diese Zeitschr. **9**, 193, 1908.
2) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **8**, 924, 1907.

1) Mit dem Wechsel des Drehungssinnes ändert sich auch das Vorzeichen von K. Damit die Gleichung (3) noch einen negativen Wert haben kann, wäre ein gleichzeitiger Zeichenwechsel, beispielsweise von L_2, erforderlich. Ein solcher könnte leicht erreicht werden, wenn man in den Kreis des Feldmagneten eine passende Kapazität einschaltet. Zweigt man dann von deren Enden eine starke Selbstinduktion ab, so könnte der Apparat den Bogen der Duddellschen Schaltung ersetzen.

2) Dr. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Leipzig, S. Hirzel.

Es sei mir gestattet, bei dieser Gelegenheit zu erwähnen, daß Herr Barkhausen bei der Abfassung seiner wertvollen Monographie anscheinend einige meiner Arbeiten, die sich auf die von ihm behandelten Punkte beziehen, nicht gekannt hat. — Aus diesem Grunde erfindet Herr Barkhausen denn zum dritten Male meine Anordnung Reihendynamo-Kondensator; er schreibt Herrn Blondel zu, zum ersten Male die Diagramme der Duddellströme aufgenommen zu haben, was ich bereits zwei Jahre zuvor mit Hilfe der Braunschen Röhre getan hatte (Atti Assoc. Elettrotecnica Italiana, Okt. 1903); schon damals habe ich die beiden wesentlichen Wirkungsweisen unterschieden, je nachdem die Amplitude des Wechselstromes kleiner oder größer ist als die konstante Intensität im Speisungskreise, und habe nachgewiesen, daß im zweiten Falle Strompausen im Bogen auftreten und die Zweigströme nicht mehr sinusförmig sind, sondern die von mir als tronco-sinusoidal (abgestumpft sinusförmig) bezeichnete Form annehmen, die absolut identisch ist mit der von B. reproduzierten und diskutierten. Die theoretischen und experimentellen Einzelheiten waren dieselben, die sich ganz und gar in der jetzt von Herrn B. gegebenen Darstellung wiederfinden. — Ich habe daraus den Weg abgeleitet, die Ströme immer mehr der Sinusform anzunähern, und habe dafür in einer Reihe späterer Arbeiten verschiedene Anwendungsformen gegeben. So ist denn auch die vollständige Formel für die Periode der tronco-sinusoidalen Ströme, welche Herr Barkhausen auch jetzt nicht einmal berechnet, von mir bereits in der ersten Arbeit mit denselben Kriterien theoretisch abgeleitet, und durch meine Versuche und die späteren des Herrn Dr. La Rosa (Cim. **7**, 5, 1904) bestätigt worden. (O. M. C.)

doch sämtliche mögliche Kombinationen erschöpft zu haben scheint, nicht berücksichtigt worden.

Messina, Physikalisches Institut der Kgl. Universität, im Dezember 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Januar 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten.

Von E. Rudolfi.

Die Frage nach der Konstitution der Metallegierungen ist durch die Anwendung der thermischen Methoden[1]) in den letzten Jahren im wesentlichen gelöst und dadurch die Möglichkeit gegeben, den naturgemäß bestehenden Zusammenhang zwischen der Konstitution der Legierungen und ihren Eigenschaften zu studieren. Unter den Eigenschaften, die man schon frühzeitig studiert hat, ist besonders das elektrische Leitvermögen zu nennen.

In Anbetracht des Umstandes, daß ältere Publikationen über die elektrische Leitfähigkeit (z. B. die von Le Chatelier) ziemlich unbekannt geblieben sind, resp. nicht die gebührende Würdigung gefunden haben, erscheint ein Eingehen auf diese Arbeiten am Platze.

Zunächst sollen die Arbeiten, welche die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und darauf diejenigen, die den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit behandeln, betrachtet werden.

I.

Die grundlegenden experimentellen Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit stammen von Matthiessen.[2]) Matthiessen teilt die Metalle hinsichtlich ihres Verhaltens als Komponenten von Legierungen in 2 Klassen.

Klasse A enthält diejenigen Metalle, welche miteinander legiert die Elektrizität im Verhältnis ihrer relativen Volumina leiten, deren Leitfähigkeit sich also aus der der Komponenten nach der Mischungsregel berechnen läßt.

Klasse *B* enthält diejenigen Metalle, die unter sich oder mit einem Metall der Klasse *A* legiert die Elektrizität **nicht** im Verhältnis ihrer Volumina leiten, sondern stets schlechter.

Zur Klasse *A* gehören sämtliche Legierungen, die aus je zwei der folgenden Metalle, soweit sie sich im flüssigen Zustande legieren, gebildet werden: Blei, Zinn, Kadmium, Zink. Trägt man die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Konzentration in Volumprozenten in ein Koordinatensystem ein, so erhält man für diesen Fall eine gerade Linie (Fig. 1).

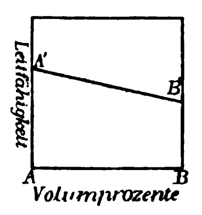


Fig. 1.

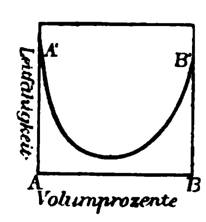


Fig. 2.

Zur Klasse B gehören nach Matthiessen die Legierungen, die aus den übrigen untersuchten Metallen unter sich resp. mit einem Metall der Klasse *A* gebildet werden. Im einzelnen kann man hier drei verschiedene Fälle unterscheiden.

Das Charakteristische für den ersten Fall dieser Gruppe ist, daß das eine Metall durch einen ganz geringen Zusatz des anderen eine starke Leitfähigkeitserniedrigung erfährt, während weitere Zusätze weniger erniedrigend wirken. Die geringste Leitfähigkeit liegt etwa bei mittlerem Gehalt beider Stoffe (Fig. 2). Ein besonders typisches Beispiel liefert die Legierung von Kupfer und Nickel.

Der zweite Fall dieser Klasse liefert Legierungen, die durch Fig. 3 dargestellt werden.

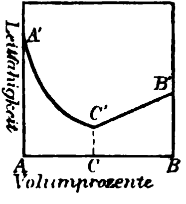


Fig. 3.

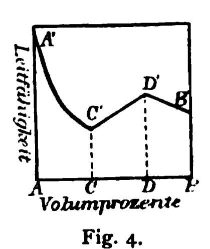


Fig. 4.

Ein weiterer dritter Fall dieser Klasse ist durch Fig. 4 wiedergegeben.

Matthiessen erkannte, daß das so gänzlich verschiedene Verhalten der Metallegierungen in bezug auf ihr elektrisches Leitvermögen durch Verschiedenheit der Konstitution derselben bewirkt sei. Da man aber zu jener Zeit nichts Sicheres über die Konstitution der Metallegierungen wußte, hat sich seine Auffassung im einzelnen nicht bestätigt. Le Chatelier[1]), der den Unterschied zwischen Konglomeraten zweier Kristallarten und Konglomeraten von Mischkristallen bereits kannte, war in dieser Hinsicht glücklicher. Er stellte folgende zwei Sätze auf:

1) Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chemie **37**, 303, 1903; **45**, 24, 1905 und **47**, 290, 1905.

2) Matthiessen, Pogg. Ann. **110**, 190, 1860.

1) Le Chatelier, Revue générale des Sciences **6**. 531. 1895; Contribution à l'étude des alliages, Paris 1901, S. 440.

1. Besteht eine Legierung aus zwei nebeneinander gelagerten Kristallarten, so läßt sich die Leitfähigkeit nach der Mischungsregel aus den Leitfähigkeiten der die Legierung aufbauenden Kristalle berechnen.

2. Die häufig beobachtete starke Erniedrigung der Leitfähigkeit bei kleinen Zusätzen eines zweiten Metalls hat ihren Grund in der Bildung von Mischkristallen.

Die durch Fig. 1—4 gegebenen Beziehungen lassen sich mit Hilfe dieser beiden Sätze leicht erklären.

Fig. 1 stellt diejenigen Fälle dar, in welchen die beiden Komponenten A und B im kristallisierten Zustande sich nicht mischen. Die vollständig erstarrte Legierung bildet also ein Konglomerat von A und B.

Fig. 2 entspricht den Fällen, in welchen die beiden Komponenten A und B eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen bilden. Die erstarrten Legierungen bestehen also aus homogenen Kristallen von der Zusammensetzung der ursprünglichen flüssigen Mischung.

Die durch Fig. 3 wiedergegebene Kurve stellt eine Kombination der beiden eben besprochenen Fälle dar. Das Stück der Leitfähigkeitskurve $A' C'$ wird durch das Auftreten einer Reihe von Mischkristallen verursacht. Das geradlinige Stück $C' B'$ bestimmt die Änderung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration von Konglomeraten des gesättigten Mischkristalls C und der reinen Komponente B.

Hat endlich eine Kurve die durch Fig. 4 wiedergegebene Gestalt, so ist die Erklärung der Kurve folgende. Das Stück der Leitfähigkeitskurve von A_1 bis C_1 wird durch das Auftreten einer Reihe von Mischkristallen verursacht. Der Knick, den die Leitfähigkeitskurve in ihrem weiteren Verlauf in D' zeigt, wird durch das Auftreten einer neuen Kristallart von der konstanten Zusammensetzung D verursacht. Die geradlinigen Stücke $C' D'$ resp. $D' B'$ stellen nun die Änderung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration von Konglomeraten der Kristallart D und des gesättigten Mischkristalls C resp. der Kristallart D und der reinen Komponente B dar.

Auf Einwendungen, die Roozeboom[1]) gegen die Auffassung von Le Chatelier macht, soll nur kurz verwiesen werden. Wenn man auch die prinzipielle Berechtigung dieser Einwände keineswegs bestreiten kann, so scheint Le Chatelier doch im wesentlichen das Richtige getroffen zu haben.[2])

Die von Le Chatelier geäußerten Anschauungen sind von Guertler[1]) und Kurnakow und Zemczuzny[2]) nachgeprüft und in keinem Falle widerlegt wurden. Allerdings ist die Anzahl neugefundener einwandfreier Beispiele nicht besonders groß. Im wesentlichen rührt dies daher, daß nur für wenige Systeme sowohl das Schmelz- wie das Leitfähigkeitsdiagramm gleichmäßig gut ausgearbeitet ist. In einigen Fällen besteht daher eine gewisse Unsicherheit, auf welche Weise die Aussage des Schmelzdiagramms mit der des Leitfähigkeitsdiagramms in Einklang zu bringen ist. Als Beispiel sei die Kupfer-Goldlegierung gegeben, die sowohl Guertler als auch Kurnakow und Zemczuzny diskutieren. Roberts-Austen und Kirke Rose[3]) haben das Schmelzdiagramm bearbeitet und fanden eine größere Mischungslücke von 27 bis 82 Proz. *Cu*. Die von Matthiessen gegebene Kurve der elektrischen Leitfähigkeit entspricht jedoch der durch Fig. 2 gegebenen. Es folgt also aus diesem Leitfähigkeitsdiagramm, daß keine Mischungslücke vorliegt. Nun ist aber die Kurve bei Matthiessen sehr flach, und Guertler zeichnet, „ohne den Daten Matthiessens Zwang anzutun, ein horizontales Stück ein,“ wodurch er erreicht, daß das thermische und Leitfähigkeitsdiagramm übereinstimmen. Kurnakow und Zemczuzny verfahren nun gerade umgekehrt. Der von Matthiessen gegebenen Kurve volles Vertrauen schenkend, revidieren sie die Beobachtungen von Roberts-Austen und Kirke Rose und schließen auf Grund dieser Revision auf vollständige Mischbarkeit im kristallisierten Zustande.

Es erübrigt sich noch weitere Beispiele anzuführen, da Ruer a. a. O.[4]) einige von Guertler gegebene Vergleiche von Leitfähigkeits- und Schmelzdiagrammen bespricht und nachweist, wie wenig glücklich die betreffenden Ausführungen Guertlers sind, soweit er versucht, über die von Le Chatelier gegebenen allgemeinen Regelmäßigkeiten hinauszugehen.

II.

Ebenso wie bei der elektrischen Leitfähigkeit stammen auch die grundlegenden Messungen über den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Legierungen von Matthiessen. Er fand gemeinsam mit Vogt[5]) folgende Regeln:

1. Die gefundene prozentische Abnahme in der Leitfähigkeit einer Legierung zwischen 0 und 100° verhält sich zu der (nach der Mi-

1) Roozeboom, die heterogenen Gleichgewichte. II. Teil. S. 186, 1904.

2) R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung 230, 1907.

1) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **51**, 397, 1906.

2) Kurnakow und Zemczuzny, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 149, 1907.

3) Roberts-Austen und Kirke Rose, Proc. Roy. Soc. London **67**, 105, 1901.

4) Ruer, l. c., S. 231.

5) Matthiessen und Vogt, Pogg. Ann. **122**, 19, 1864.

schungsregel aus der der Komponenten) berechneten Abnahme zwischen 0 und 100⁰, wie die beobachtete Leitfähigkeit bei 100⁰ zu der ebenfalls nach der Mischungsregel berechneten bei 100⁰.

Diese Regel ist identisch mit der folgenden, welche man durch eine einfache Umformung erhalten kann.

2. Die absolute Differenz zwischen dem beobachteten und berechneten Widerstand bei 100⁰ ist gleich der absoluten Differenz zwischen dem beobachteten und berechneten Widerstand bei 0⁰.

Matthiessen verallgemeinert diese Regel dahin, daß die Differenz zwischen den beobachteten und nach der Mischungsregel berechneten Widerständen von der Temperatur unabhängig ist.

Barus[1]) kam auf Grund seiner Untersuchungen zu folgender Gesetzmäßigkeit.

3. Betrachtet man die Legierung eines Metalls A mit relativ kleinen Mengen verschiedener anderer Metalle X, Y, Z, so findet man zwischen dem Widerstand C und dem Temperaturkoeffizienten γ desselben folgende lineare Abhängigkeit;

$$C = \frac{n}{\gamma + m},$$

m und n bedeuten Konstanten, welche nur von den Eigenschaften des Metalles A abhängig sind.

Lord Rayleigh[2]) und Liebenow[3]) kamen unabhängig voneinander zu der Vorstellung, daß die Vergrößerung des spezifischen Widerstandes, den die Legierungen gegenüber den reinen Metallen im allgemeinen zeigen, durch thermoelektrische Kräfte hervorgerufen sei.

Speziell Liebenow, dessen Darstellung wir hier im wesentlichen folgen, stellte folgende von ihm als Hauptgleichung bezeichnete Formel auf:

$$C_0(1 + \gamma t) = A_0(1 + \alpha t) + B_0(1 + \beta t). \quad (1)$$

In dieser Gleichung haben die einzelnen Buchstaben folgende Bedeutung:

C_0 ist der bei einer bestimmten, im übrigen beliebigen Nulltemperatur gemessene elektrische Widerstand einer Legierung,

γ ist der Temperaturkoeffizient dieses Widerstandes,

A_0 bedeutet den nach der Mischungsregel aus den Widerständen der Komponenten berechneten Widerstand der Legierung,

α dessen Temperaturkoeffizienten, welcher, da alle Metalle ungefähr den gleichen Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit haben, gleich diesem und ungefähr gleich 0,004 ist,

B_0 bedeutet den durch die Legierung beider Metalle erfahrungsmäßig im allgemeinen auftretenden Zusatzwiderstand und

β dessen Temperaturkoeffizienten.

Dieser Widerstand B_0 wird nach Liebenow durch Auftreten von Thermokräften bedingt. Wenn wir auch, der Le Chatelierschen Auffassung folgend, diesen Widerstand als durch das Auftreten von Mischkristallen bedingt ansehen, so tut das der Richtigkeit der rechnerisch aus der Hauptgleichung zu ziehenden Folgerungen in keiner Weise Abbruch.[1]) Liebenows Hauptgleichung zerlegt eben nur den erhöhten Widerstand, den die Legierungen erfahrungsgemäß besitzen, formal in 2 Teile, von denen der eine den reinen Metallen an und für sich eigen ist, während der andere durch die gleichzeitige Anwesenheit beider Metalle hervorgerufen wird. Guertler[2]) hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen, weil er in bezug auf die Ursache dieses Zusatzwiderstandes sich der Auffassung von Le Chatelier anschließt. Die Gleichung von Liebenow gilt vielmehr, sofern man die Temperaturkoeffizienten α, β, γ als Temperaturfunktionen annimmt, ganz allgemein und absolut streng. Sieht man α, β, γ als Konstanten an, so muß natürlich das Temperaturintervall, in der die betreffende Formel benutzt wird, hinreichend klein gewählt werden.

Die Hauptgleichung von Liebenow geht für 0⁰ in folgende über:

$$C_0 = A_0 + B_0, \quad (2)$$

durch Subtraktion beider Gleichungen erhält man

$$C_0\gamma = A_0\alpha + B_0\beta$$

und daraus

$$\gamma = \frac{A_0\alpha + B_0\beta}{C_0}. \quad (3)$$

a) Aus Gleichung (3) entnehmen wir, daß γ auch negativ werden kann, wenn nämlich, da $A_0\alpha$ und C_0 stets positiv sind, $B_0\beta$ negativ und größer als $A_0\alpha$ wird. Solche Legierungen sind in der Tat bekannt, es sind die von Feussner und Lindeck[3]) aufgefundenen *Cu-Ni* und *Cu-Mn*-Legierungen, deren elektrischer Widerstand von einer gewissen Temperatur ab einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzt.

b) Wir nehmen an, daß

$$\beta = 0$$

ist, und erhalten

$$C_0(1 + \gamma t) = A_0(1 + \alpha t) + B_0 \quad (4)$$

und ferner

$$C_0\gamma = A_0\alpha. \quad (5)$$

Gleichung (5) entspricht Regel 1, Gleichung (4) Regel 2 von Matthiessen und Vogt. Die

1) Barus, Amer. Journ. Science **36**, 427, 1888.
2) Rayleigh, Nature **54**, 154, 1896.
3) Liebenow, Zeitschr. f. Elektrochemie **4**, 201, 217, 1897.

1) vergl. Ruer, Metallographie, S. 235.
2) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 59, 1907.
3) Feussner und Lindeck, Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt **2**, 501, 1895.

zahlreichen Fälle, in denen Matthiessen und Vogt ihre Regel bestätigt fanden, beweisen, daß β, wenn auch nicht absolut null, so doch in vielen Fällen sehr klein ist. Der auf Grund jener beiden Regeln von Guertler gemachte Vorschlag, die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit zur Ermittelung der Konstitution von Legierungen [1]) zu verwenden, erscheint jedoch in Anbetracht des Umstandes, daß tatsächlich Legierungen mit negativen Temperaturkoeffizienten gefunden worden sind, bedenklich. [2]) Gleichung (5), enthält nämlich, außer dem Temperaturkoeffizienten γ nur Größen, die stets positiv sind.

c) Immerhin scheinen die Fälle, in denen groß ist, nicht gerade häufig zu sein. Nehmen wir β also so klein an, daß auch $B_0 \beta$ klein gegen $A_0 \alpha$ ist, so können wir Gleichung (3)

$$\gamma = \frac{A_0 \alpha + B_0 \beta}{C_0}$$

mit Hilfe der Rechnungsregeln für kleine Größen in folgender Weise umformen:

$$\gamma = A_0 \alpha \frac{\left(1 + \frac{B_0 \beta}{A_0 \alpha}\right)}{C},$$

$$= \frac{A_0 \alpha}{C_0 \left(1 - \frac{B_0 \beta}{A_0 \alpha}\right)}$$

oder

$$C_0 = \frac{A_0 \alpha}{\gamma - \frac{B_0 \beta \gamma}{A_0 \alpha}}. \qquad (6)$$

In dieser Gleichung (6) ist, solange es sich um kleine Beträge des zugesetzten Metalls handelt, A_0, der berechnete Widerstand, im wesentlichen nur von dem in der Hauptmenge vorhandenen Metall abhängig. Wir setzen daher $A_0 \alpha$ gleich einer Konstanten n, deren Betrag nur von dem Ausgangsmetall abhängig ist. Der Konzentrationsbereich, für den dieses zulässig ist, ist um so größer, je weniger sich die Leitfähigkeit des Zusatzmetalls von der des Ausgangsmetalls unterscheidet.

$\frac{B_0 \gamma}{A_0 \alpha} \cdot \beta$ ist, da wir β als sehr klein angenommen haben, eine Korrektionsgröße, deren Veränderlichkeit auf keinen Fall sehr ins Gewicht fallen wird. Besonders führen Untersuchungen von Benedicks [3]), wonach die Elemente, zu gleichen Atomprozenten in Eisen gelöst, dessen spezifischen Widerstand um den gleichen Betrag erhöhen, zu dem Schlusse, daß im allgemeinen in kleinen Mengen in einem anderen Metall gelöste Stoffe, dessen elektrische Eigenschaften in gleicher Weise verändern. Wir setzen deshalb die Größe $-\frac{B_0 \gamma}{A_0 \alpha} \cdot \beta$, deren Betrag, wenn Formel (6) gilt, klein gegen γ ist, gleich einer Konstanten m und erhalten

$$C_0 = \frac{n}{\gamma + m}, \qquad (7)$$

identisch mit der Barusschen Gleichung

Wir erkennen daher, daß Guertler irrt, wenn er in seiner letzten Abhandlung [1]) zu dem Resultate kommt, die von Matthiessen und Vogt gegebene Gesetzmäßigkeit sei im Vergleich mit der von Barus gegebenen, als die „einzig allgemeingültige und exaktere" anzusprechen. Es sind vielmehr beide Gleichungen, sowohl die von Matthiessen und Vogt, als auch die von Barus Spezialgleichungen, von denen eine jede nur unter bestimmter Voraussetzung gilt.

Es läßt sich folgendes über den Gültigkeitsbereich der beiden Formeln aussagen.

1. Besitzen die beiden zu legierenden Metalle annähernd gleiche elektrische Leitfähigkeit, so ist die Barussche Formel der Matthiessenschen Gleichung vorzuziehen.

2. Besitzen die zu legierenden Metalle verschiedene Leitfähigkeit, so gilt auch in diesem Falle bei geringen Zusätzen des zweiten Metalls die Formel von Barus besser als die Gleichung von Matthiessen und Vogt. Bei größeren Zusätzen des zweiten Metalls versagt jedoch die Barussche Beziehung und die Formel von Matthiessen und Vogt ist dann die exaktere. Für diese letztere Gleichung bleibt jedoch stets die Voraussetzung bestehen, daß $\beta = 0$ ist.

Allgemeingültigkeit kann also weder die eine noch die andere Gleichung beanspruchen. Eine solche besitzt vielmehr nur die von Liebenow aus seiner Hauptgleichung abgeleitete Beziehung

$$\gamma = \frac{A_0 \alpha + B_0 \beta}{C_0}.$$

1) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 88 ff., 1907.
2) vergl. Ruer, l. c., S. 236.
3) Benedicks, Recherches physiques et phys. chim. sur l'acier au carbone. Upsala 1904.

1) Guertler, diese Zeitschr. **9**, 29, 1908.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie der Universität.

(Eingegangen 27. Januar 1908.)

Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt.

Von M. v. Rohr.

Herr E. Grimsehl hat in dieser Zeitschr. **9**, 109, 1908 auf eine merkwürdige stereoskopische Erscheinung aufmerksam gemacht, die auftritt, wenn man farbige Darstellungen beidäugig durch ein einfaches Leseglas betrachtet. Er

hat sie auf die Chromasie einer einfachen Linse zurückgeführt, dabei aber auf einen zunächst noch unerklärt gelassenen Widerspruch hingewiesen, der bei der Anordnung der Farbenflecke auf einem weißen Untergrunde eintrat.

Diese letzte Beobachtung scheint auch neu zu sein, während die zu der Theorie stimmende Tiefenanordnung bei der Betrachtung farbiger Darstellungen durch ein chromatisches Leseglas von Sir David Brewster bereits 1848 veröffentlicht und 1851 genauer beschrieben und erklärt worden ist.[1])

Nach der Beobachtung des Herrn Grimsehl erscheinen rote, grüne und blaue Flecken auf weißem, ebenem Untergrunde beidäugig durch ein Leseglas gesehen in immer größerem Abstande vom Beobachter in der Reihenfolge blau, grün, rot; und auf schwarzem Untergrunde in der Reihenfolge rot, grün, blau. Diese Erscheinung hat Herr Grimsehl auch an einer groben Dreifarbenautotypie beobachtet.

Zur Erklärung kann dasselbe Schema dienen, an dem bereits auf Seite 109 die Lage der Augen zu dem Leseglas dargestellt worden ist. Man erkennt ohne weiteres, daß jedes Auge durch ein Prisma blickt, dessen brechender Winkel schläfenwärts gerichtet ist. Betrachtet man irgendeinen dunklen Fleck auf weißem Untergrund einäugig durch ein entsprechend gehaltenes Prisma, so sieht man sein Bild einmal verlagert und dann infolge der Zerstreuung der vom weißen Untergrunde kommenden Strahlen mit farbigen Rändern versehen; genauer liegt ein blauer Rand an der inneren (nasalen), ein roter an der äußeren (temperalen) Seite des Fleckenbildes. Handelt es sich nun um einen blauen Fleck, so wird er durch den blauen Rand nach innen vergrößert (der rote Rand wird unwillkürlich unterdrückt), mit anderen Worten, für jedes Auge erfährt das zugehörige Fleckenbild eine kleine Verlagerung nach innen, was einer Annäherung des Raumbildes im beidäugigen Sehen entspricht. Ein roter Fleck erhält ganz entsprechend seinen spektralen Zuwachs auf den Außenseiten und das führt zu einer Abrückung des Raumbildes im beidäugigen Sehen.

Ganz anders verhält es sich bei schwarzem Untergrunde: hier kann eben kein solcher Zuwachs eintreten, und es handelt sich allein um die Prismen- oder im Sinne der alten Erklärung um die Linsenwirkung, die für blau größer sein muß als für rot, und die für jedes Auge das Fleckenbild nach außen schiebt, aber für blau weiter als für rot. Daraus folgt jetzt aber eine weitere Entfernung der blauen Flecken im beidäugigen Sehen.

1) Eingehende Zitate finden sich in meiner Monographie „Die binokularen Instrumente", Berlin. J. Springer. 1907, VIII u. 223 S. 8⁰ mit 90 Textfiguren und einer Tafel.

Betrachtet man namentlich bei dunklem Untergrunde die Flecken mit bloßen Augen, so sieht man die roten wieder ferner liegen als die blauen; es ist das eine auf die Chromasie der Menschenaugen zurückzuführende, auch schon früher beobachtete Erscheinung, deren Erklärung zwar nicht schwierig erscheint, aber doch zu lang ausfallen würde, um sie hier noch folgen zu lassen.

(Eingegangen 5. Februar 1908.)

Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt.

Von E. Grimsehl.

Zu dem Aufsatze: „Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt" (diese Zeitschr. **9**, 109, 1908) teilt mir Herr Geheimrat F. Kohlrausch brieflich mit, daß er schon im Jahre 1871 in Poggendorffs Annalen **143**, 144 auf eine ähnliche, durch Dispersion hervorgebrachte, stereoskopische Erscheinung aufmerksam gemacht habe. Mir war der Aufsatz nicht bekannt; doch will ich nicht versäumen, noch nachträglich auf diesen Aufsatz, für dessen Mitteilung ich Herrn Geheimrat F. Kohlrausch hiermit bestens danke, hinzuweisen. Herr F. Kohlrausch benutzt zur Hervorbringung des stereoskopischen Effekts zwei kleine geradsichtige Prismen; doch bemerkt er am Schluß des Aufsatzes noch, daß der Effekt auch bei einer großen, nicht achromatischen Konvexlinse auftritt.

(Eingegangen 19. Februar 1908.)

Über das Sprühen von Kondensatoren.

Von W. Eickhoff.

In dieser Zeitschr. **8**, 924, 1907 stellt Herr Benischke unter anderem folgende Behauptungen auf:

1. „Das Sprühen ist natürlich nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen, also ein Nebenschluß zum Kondensator."

2. In einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion trete durch Vergrößerung der Kapazität unter sonst gleichen Umständen eine Verminderung des Strommaximums nicht ein, durch das Sprühen dagegen werde tatsächlich eine solche bewirkt.

3. Wenn man einem Kondensator eine geeignete Geißlerröhre parallel schalte, bekomme man qualitativ dasselbe Ergebnis wie durch das Sprühen.

Ich möchte Herrn Benischke bitten, die experimentellen Grundlagen dieser Behauptungen anzugeben und mir dadurch eine Diskussion derselben zu ermöglichen.

(Eingegangen 13. Februar 1908.)

Über Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen.

Von Ragnar H. Rendahl.

Schon seit vielen Jahren bestand das Bestreben, einen funkenlosen Schwingungskreis in Schwingungen zu versetzen, die unabhängig von dem Erreger, nur der eigenen Dämpfung und der eigenen Periodizität des betreffenden Kreises entsprechend, verlaufen. Im Jahre 1905 teilte Herr Brandes uns ein Verfahren für Dämpfungsmessungen mit, das er Stoßerregung nannte und welches darin bestand, daß bei Messung von kleinen Dämpfungen der wenig gedämpfte Kreis aus einem Funkenkreis mit künstlich vergrößerter Dämpfung erregt wurde. Das Prinzip beruht darauf, daß dann der Funkenwiderstand durch Energieabgabe an den sekundären Kreis und durch die große Eigendämpfung des Primärkreises so schnell zunimmt, daß nach einigen Schwingungen der Funke erlischt, und der erregte Kreis unabhängig von dem Primärkreis allein weiterschwingt. Die zu messende Dämpfung wurde dabei durch Aufnahme der Resonanzkurve zwischen dem zu untersuchenden Kreis und einem Resonanzkreis, z. B. Wellenmesser, bestimmt. In dieser Resonanzkurve erscheinen sowohl die von der Kopplung zwischen dem Funkenkreis und dem erregten Kreis herrührenden Partialwellen wie die nach dem Erlöschen des Funkens auftretende unabhängige Welle des Sekundärkreises. Um einerseits das Erlöschen sicher zustande zu bringen, muß man die Kopplung nicht zu fest wählen, um aber andrerseits die unabhängige sekundäre Welle möglichst von den Partialwellen gesondert zu erhalten, muß man die Kopplung so fest wie möglich wählen. Hieraus ergibt sich ein Kompromiß, den richtig zu treffen, unter Umständen sehr schwierig ist.

In einer Mitteilung dieser Zeitschrift (**9**, 49) dieses Jahres setzt M. Wien voraus, daß man bis jetzt zu vorliegendem Zweck möglichst lose gekoppelt hat. Diese Annahme trifft bei den in unserem Laboratorium unter Leitung des Herrn Brandes ausgeführten und im großen und ganzen geglückten Messungen nicht zu.

Wenn auch durch Herrn Brandes demnach die Frage, soweit es sich um Messungen handelt, prinzipiell gelöst war, so blieb einerseits immerhin eine gewisse Unsicherheit in den Messungen und andrerseits war die Methode gänzlich unzureichend, sobald es sich darum handelt, zum Zwecke der drahtlosen Telegraphie, einen Senderkreis mit auch nur einigermaßen annehmbarem Wirkungsgrad zu erregen.

Die Ursachen zu der Unsicherheit für Meßzwecke zeigten sich später darin, daß in der mit einem Wellenmesser von dem zu messenden Kreis aufgenommenen Resonanzkurve die Eigenwelle durchaus nicht immer rein und von den Partialwellen unabhängig auftritt, sondern vielmehr dies nur unter ganz beschränkten Bedingungen der Fall ist; und zwar bekommt man sie um so reiner, je geringer die zu messende Dämpfung nicht nur im Verhältnis zu der Dämpfung des Erregerkreises, sondern auch absolut an und für sich ist und je mehr sich das Verhältnis zwischen den Kapazitäten der beiden Kreise dem Werte 1 nähert. Die Abweichung von der ideellen Form in der Resonanzkurve der zu messenden Eigenschwingung tritt nicht plötzlich und merkbar auf, sondern es finden sich immer wieder je nach Kapazitätsübersetzung und sekundärer Dämpfung mehr oder weniger verschwommene Übergangsstadien zwischen der reinen dreizackigen und der gewöhnlichen zweizackigen Resonanzkurve.

Die Unzulänglichkeit für die Praxis der drahtlosen Telegraphie liegt in der großen Energievergeudung durch künstliche Dämpfung des primären Kreises.

Als dann die Entdeckung von M. Wien in dieser Zeitschrift **7**, 871, 1906 erschien, daß bei ganz kleiner Funkenstrecke ohne künstlich erhöhte Dämpfung des Erregerkreises ein so frühzeitiges Erlöschen des Funkens erreicht werden kann, daß die Partialwellen in der Resonanzkurve gegen die der unabhängigen Eigenschwingung beinahe verschwinden, wurden hier im Laboratorium Versuche aufgenommen, die zunächst die Wiensche Entdeckung bestätigten; aber obwohl hierbei der Primärkreis nicht künstlich gedämpft ist, ergaben die Versuche, daß bei den kleinen Funken die Dämpfung schon so groß ist, daß auch hierbei kein nennenswerter Wirkungsgrad erreicht werden konnte. Dazu kam, daß der absolute Energiebetrag infolge der geringen Spannung sehr klein ist und daß die Versuche mit Hintereinanderschaltung von solchen kleinen Funkenstrecken zu keiner erheblichen Verbesserung hierin führte.

Ich griff dann zu evakuierten Funkenstrecken, in der Annahme, ähnliche Erscheinungen wie bei den ganz kleinen Luftfunkenstrecken bei event. größerer Spannung vorzufinden. In der Tat erreichte ich mit einer sogenannten Wehneltröhre, die ein zylindrisches Aluminiumblech und einen in dessen Achse gespannten mit Calciumoxyd überzogenen Platinfaden als Elektroden hatte, ähnliche Resultate; aber erst bei Verwendung einer Quecksilber-Dampflampe als Funkenstrecke trat eine überraschende Vollkommenheit der Erscheinung auf. Es gelang bei Spannungen von etwa 10000 Volt und mit beliebig großen Kapazitäten bis 80 Proz. von der Energie des

Lampenkreises zum völlig unabhängigen Ausschwingen im sekundären Kreis zu bringen. Dies geschah Ende Januar 1907. Die Entdeckung führte zu einer sehr mühsamen Ausarbeitung einer praktisch verwendbaren Lampenkonstruktion, die heute noch nicht ganz abgeschlossen ist und während welcher eine Reihe sehr interessanter Beobachtungen an den in dieser Weise wirkenden Lampen gemacht wurden. Ich beabsichtige in Zukunft hierüber weitere Mitteilungen zu machen.[1])

Um ein deutliches Vergleichsbild von der Verwendungsmöglichkeit der verschiedenen Erregungsmethoden zu erhalten, sind die Kurven in den Figuren 1, 2 und 3 aufgenommen worden. Die Anordnung hierbei war die folgende:

Ein Erregerkreis von 15000 cm Kapazität und einer Wellenlänge von etwa 1000 m wurde mit einem funkenlosen Sekundärkreis von genau

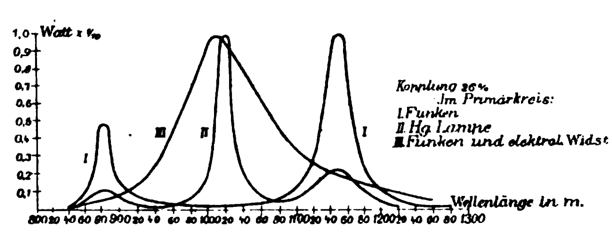


Fig. 1.

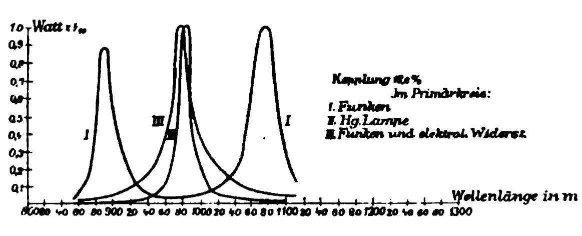


Fig. 2.

denselben Abmessungen in drei verschiedenen Kopplungsgraden induktiv gekoppelt. Parallel zu dem Kondensator des Sekundärkreises war eine Spule von so hoher Selbstinduktion geschaltet, daß durch dieselbe die Wellenlänge des Kreises praktisch nicht geändert wurde. Diese Spule induzierte wiederum einen sogenannten Wellenmesser in so loser Kopplung, daß keine Rückwirkung vom Wellenmesser auf den Sekundärkreis berücksichtigt zu werden brauchte. Die Kurven haben zu Abszissen die Wellenlängen des Wellenmessers, zu Ordinaten die Ausschläge eines im Wellenmesserkreis befindlichen Hitzdrahtinstrumentes, Zahlen, die $\frac{1}{T}\int i^2 dt$ proportional sind. In allen drei Figuren beziehen sich I auf gewöhnliche Funkenerregung, II auf Quecksilber-Dampflampe, III auf Funkenerregung mit künstlich durch Widerstand gedämpftem Erregerkreis. Man sieht, daß bei den Kopplungen 11,2 und 18,6 Proz. die Quecksilber-Dampflampe keine meßbaren Partialwellen gibt und daß bei Kopplung 26 Proz. die Partialwellen, genau denjenigen bei gewöhnlicher Funkenerregung entsprechend, wohl auftreten, aber daß die aus dem mittleren Maximum zu ermittelnde Dämpfung in allen drei Fällen dieselbe ist. Die Verwendung des künstlich gedämpften Erregerkreises ist bei ganz fester Kopplung, wie das Zusammenschmelzen der drei Maxima zeigt, weder für Dämpfungsmessung noch für Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen brauchbar. Bei der mittleren Kopplung ist zwar der obere Teil der Kurve für Dämpfungsmessung noch brauchbar, aber der untere Teil zeigt schon, mit welcher Vorsicht diese Methode gebraucht werden muß. Die kleine Verschiebung der Resonanzlage zwischen den Kurven II und III ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß, um genügend Energie für den Stromzeiger des Wellenmessers zu bekommen, die Spule parallel zum Kondensator im Sekundärkreis so klein gemacht werden mußte, daß hierdurch eine geringe Wellenverkürzung auftrat. Bei ganz loser Kopplung, Fig. 3, ist wiederum die Energie

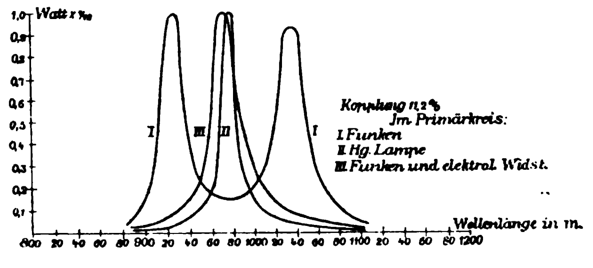


Fig. 3.

im Sekundärkreis so gering, daß die Rückwirkung vom Wellenmesser sich merkbar gemacht hat und dadurch eine zu breite und für Dämpfungsmessungen unbrauchbare Kurve entstanden ist. In dieser Zeitschr. 9, 50, 1908, schreibt M. Wien:

„Die enge Kopplung gestattet, verhältnismäßig große Energiemengen auf das Sekundärsystem zu übertragen; damit ist im Prinzip die Aufgabe gelöst, die starkgedämpften Schwingungen des Primärkreises ohne allzu großen Energieverlust in schwachgedämpfte Schwingungen des Sekundärsystems zu transformieren."

1) Die gegenwärtige Mitteilung ist bis heute aus geschäftlichen Rücksichten aufgeschoben worden, weil das prinzipielle Patent erst in diesen Tagen zur Auslegung gelangt. Da viele von den oben erwähnten Beobachtungen an der Quecksilber-Dampflampe ebenfalls zu Patentanmeldungen geführt haben, die heute noch nicht ausgelegt werden, können die näheren Mitteilungen hierüber erst später erfolgen.

Was hier unter „ohne allzu großen Energieverlust“ zu verstehen ist, geht wohl schon daraus hervor, daß für die vorliegende Messung ca. 1 KW. Gleichstrom Energie aufgebraucht wurde und das Meßinstrument im Wellenmesserkreis maximal 0,1 Watt verbraucht, und daß laut Fig. 3, wie oben erörtert, dieser Betrag von 0,1 Watt nicht zu vernachlässigen ist gegenüber der Energie des Sekundärkreises. Wie schlecht im Gegenteil der Wirkungsgrad bei Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen durch künstliche Dämpfung des Erregerkreises in der Tat ist, geht ferner daraus hervor, daß im vorliegenden Beispiele bei gleichbleibender Kopplung zwischen Sekundärkreis und Wellenmesserkreis der Ausschlag im Wellenmesserkreis sich für gewöhnliche Funkenerregung und Erregung mit künstlicher Dämpfung wie ungefähr 1 : 0,01 verhält.

Fig. 4 enthält dieselben Kurven wie Fig. 1;

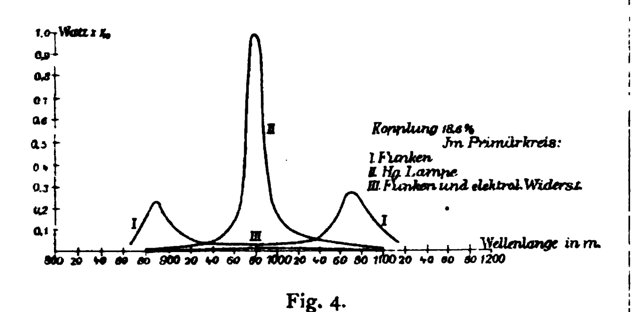


Fig. 4.

nur sind die Amplituden in dem Verhältnis eingetragen, wie man sie erhält, wenn man in den drei Fällen unter gleichbleibender Primärenergie die Kopplung zwischen Sekundärkreis und Wellenmesser gleich beläßt.

Ich möchte durch vorliegende Mitteilung gezeigt haben,

1. daß die von M. Wien mitgeteilte Methode, wenig gedämpfte Schwingungen zu erzeugen, schon im Jahre 1905 durch Herrn Brandes in die Praxis eingeführt wurde,

2. daß der Vorschlag Wiens, enge Kopplung hierfür zu verwenden, nichts Neues hierin gebracht hat,

3. daß die Methode für Meßzwecke sehr unsicher ist,

4. daß sie für praktische Zwecke, z. B. drahtlose Telegraphie, entgegen der Ansicht Wiens gänzlich unzulänglich ist,

5. daß die im Jahre 1906 von Wien gemachte Entdeckung über das Verhalten ganz kleiner Funkenstrecken wohl für Dämpfungsmessungen sicherere Resultate geben kann, als bei Verwendung großer Funkenstrecken und künstlicher Dämpfung, daß aber die hierbei zu erreichende Energiemenge bereits für Dämpfungsmessungen und erst recht für praktische Zwecke zu klein ist, und

6. daß durch Verwendung von Quecksilber-Dampf-Funkenstrecken im Erregerkreis teils eine zuverlässige Methode zur Messung geringerer Dämpfungen gegeben ist und teils beliebige Energiemengen mit einem Wirkungsgrade bis 80 Proz. in wenig gedämpfte Schwingungen umgesetzt werden können.

Berlin, Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, 28. Januar 1908.

(Eingegangen 6. Februar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

F. Klein, Vorträge über den mathematischen Unterricht an den höheren Schulen. Bearbeitet von R. Schimmack. I. Teil: Von der Organisation des mathematischen Unterrichts. (Mathematische Vorlesungen an der Universität Göttingen. I[1].) gr. 8. IX u. 236 S. mit 8 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 5,—.

Klein gibt hier im Zusammenhange seine Ansichten über die Reform des mathematischen (und beiläufig auch naturwissenschaftlichen) Unterrichts, wie sie im wesentlichen auch in den Meraner Plänen Ausdruck gefunden haben.

Als Hauptpunkte seien hervorgehoben: die Schulmathematik ist im Laufe der Zeit erstarrt und hat dadurch einigermaßen den Zusammenhang mit der lebendig fortschreitenden Wissenschaft verloren. Ihn wieder herzustellen, ist Aufgabe einer Reform. Daher ist mit dem jetzigen unklaren Begriff „Elementarmathematik“ aufzuräumen. Elementar ist das, was sich auf Grund seiner relativen Einfachheit zu einer naturgemäßen Einführung in ein Gebiet eignet. Elementarmathematik ist also das, was mittlere Begabung ohne Spezialstudium sich zugänglich machen kann. In der Schule ist das davon zu betreiben, was die Grundlage für das Verständnis unserer modernen Kultur bildet. Die Schule muß also einmal, wie es die bestehenden Lehrpläne bereits fordern, zu funktionalem Denken erziehen, sodann aber auch die Grundlehren der Differential- und Integralrechnung zum Verständnis bringen. Dafür kann manches aus der jetzigen Schulmathematik als wenig wertvoll gestrichen werden.

Wie die Neuerungen innerhalb der ge-



gebenen Verhältnisse durchzuführen sind und die Schulmathematik zu einem homogeneren Ganzen als bisher zu gestalten ist, darüber wird ebenfalls gesprochen.

Die Ansicht, als ob das Erstrebte schon mehr Fachausbildung sei, widerlegt Klein und weist auf den Nutzen hin, den alle höheren Berufsarten von dieser Reform haben. Auch über die im Zusammenhang mit der Schulreform stehende Hochschulreform spricht er sich aus. Die Darstellung ist mit vielen historischen Notizen durchsetzt, ausländische Verhältnisse werden herangezogen. Hier können natürlich nur wenige Hauptgedanken hervorgehoben werden. Die Schrift ist jedem Fachmann und allen, die sich für Schulreform interessieren, dringend zum Studium zu empfehlen.

H. Kochan.

B. Schmid, Der naturwissenschaftliche Unterricht und die wissenschaftliche Ausbildung der Lehramts-Kandidaten der Naturwissenschaften. Ein Buch für Lehrer der Naturwissenschaften aller Schulgattungen. 8. 352 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 6,—.

Große Verbreitung ebenfalls ist diesem Buche zu wünschen, dessen Leserkreis allerdings kleiner gedacht ist, in der Hauptsache die Lehrer der Naturwissenschaften. Es soll diese anregen, aus ihrem Unterricht das zu machen, was ihr Fach wirklich leisten kann.

Wie Klein ist auch Schmid ein eifriger Verfechter der Reformpläne der Unterrichtskommission. Er gibt für alle Zweige der Naturwissenschaften an, wie er sich gemäß diesen Plänen die Auswahl und Behandlung des Stoffes in der Schule denkt. Da er selbst Schulmann ist, sind viele wertvolle methodische Bemerkungen vorhanden.

Beherzigenswert erscheinen auch die Hinweise auf Verknüpfung der einzelnen Zweige, und die Warnung vor Übertreibung nach dieser Richtung.

Viele Abschnitte sind auch recht lesenswert für Nichtfachleute, in deren Kreisen der Bildungsgehalt dieser Wissenschaften großenteils noch lange nicht genügend anerkannt wird. Wer das reichliche Material in dem Abschnitt „Bildungswert der Naturwissenschaften" liest, muß zu einer gerechteren Würdigung gelangen, und wenn er bei den einzelnen Fächern das überblickt, was etwa Schmid als das Ergebnis des Unterrichts haben will, so wird er zugeben müssen, daß diese Bildung den Namen „allgemeine Bildung" mindestens ebensogut verdient, wie die jetzt vom Gymnasium übermittelte.

Zum Schluß wird auch hier über die Reform des Hochschulunterrichts und die dahingehenden Vorschläge gesprochen. H. Kochan.

G. H. Bryan, Thermodynamics. An introductory treatise dealing mainly with first principles and their direct applications. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern der mathematischen Wissenschaften. XXI. Band.) Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 7.—.

Der Verfasser des vorliegenden Buches hat bereits den Artikel „Thermodynamik" für die mathematische Enzyklopädie geschrieben; dort, wie hier, war die Absicht, eine Darstellung zu liefern, in der die Thermodynamik rein deduktiv behandelt wäre. Das ist hier natürlich in noch ausgedehnterer und systematischerer Weise der Fall, wie bei der Enzyklopädie, und ich kann nur sagen, daß der Verfasser seine nicht leichte Aufgabe glänzend gelöst hat. Die Darstellung ist von musterhafter Klarheit und wird hoffentlich dazu beitragen, auch bei uns in Deutschland die Mathematiker mehr für die reine Thermodynamik zu interessieren, als das bisher der Fall war.

Das Buch ist in englischer Sprache geschrieben, wogegen ich nichts einzuwenden habe. Aber es scheint mir in Deutschland nicht unumgänglich notwendig zu sein, daß dem Werke statt eines „Bestellzettels" für den „Buchhändler" eine „orderform" für den „bookseller" beigegeben ist! Cl. Schaefer.

R. Emden, Gaskugeln; Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme. gr. 8. VI u. 498 S. mit 24 Fig., 12 Diagrammen und 5 Tafeln im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. In Leinen geb. M. 13,—.

Unter dem bescheidenen Titel „Gaskugeln" präsentiert sich hier ein Buch von ca. 500 Seiten, von dessen Reichhaltigkeit man sich keinen Begriff machen kann, wenn man es nicht selbst studiert. Entstanden ist das Werk aus einer Reihe von Vorlesungen des Verfassers an der Technischen Hochschule München über Physik der Atmosphäre und der Sonne. Es behandelt die Thermodynamik von Gasbällen, ein scheinbar sehr spezielles Thema, welches sich aber als von ungemein vielseitiger Verwendbarkeit und Fruchtbarkeit erweist. Den roten Faden bildet die Integration einer Differentialgleichung zweiter Ordnung, die analytisch nicht durchführbar ist, aber mit graphischen Methoden annähernd und für die Berechnung der

Phänomene in völlig hinreichender Weise gelingt. Sehr dankenswert ist auch das Schlußkapitel: Historisches und Kritisches. Das Buch muß als eine erstklassige Leistung bezeichnet werden. Cl. Schaefer.

Jakob Kunz, Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage. Lex.-8. X u. 499 S. mit 291 Abbildungen. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1907. M. 12,—, geb. M. 13,40.

Die besondere Anlage dieses Buches ist erkenntlich aus dem Zusatze seines Titels „auf mechanischer Grundlage". Es vertritt den Gedanken, daß das letzte Ziel der Theorie eine Zurückführung aller Erscheinungen auf mechanische Vorstellungen ist. Deshalb will Verfasser keineswegs die sämtlichen Gebiete der theoretischen Physik in dem vorliegenden Buche behandeln, sondern beschränkt sich mit Absicht auf die Dynamik, Thermodynamik und Elektrodynamik, die in ihren Grundzügen dargestellt werden. Die Art der Anlage möge am Beispiel der „Thermodynamik" illustriert werden. Der erste Abschnitt birgt in zwei Kapiteln den ersten und zweiten Hauptsatz, im zweiten Abschnitt wird die Wärmebewegung als zyklische Bewegung (nach dem Vorgange Helmholtz') betrachtet, woran sich ein Abriß der kinetischen Gastheorie anschließt. Ebenso ist es in der Elektrodynamik, wo der Verf. sich auf die Boltzmannschen Vorlesungen über Maxwellsche Theorie stützt. — Die Darstellung ist klar und durchsichtig, die Ausstattung gut. Cl. Schaefer.

H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen. 8. IV u. 113 S. mit 47 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 4,—.

In der Mechanik sind schon längst Erscheinungen, z. B. bei der Orgelpfeife, bekannt, bei denen durch eine konstante, unperiodische Energiequelle eine ungedämpfte Schwingung eines schwingungsfähigen Gebildes hervorgerufen wird. Zu diesen mechanischen Vorgängen findet sich im Gebiete der Elektrodynamik eine weitgehende Analogie bei Systemen, die elektrischer Oszillationen fähig sind, z. B. bei einem aus Selbstinduktion und Kapazität bestehenden System, das parallel zu einem Lichtbogen geschaltet wird. Diese Analogie wurde zuerst von H. Th. Simon erkannt und nachdrücklich betont; im vorliegenden Buche haben wir es mit einer sehr lesenswerten und sorgfältigen Monographie seines Schülers Barkhausen zu tun. Die Arbeit ist auch als Göttinger Dissertation erschienen. Cl. Schaefer.

Alfons Leon, Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe. Lex.-8. 33 S. mit 5 Figuren. M. 1,25.
— **Proseminar-Aufgaben aus der Elastizitätstheorie.** Lex.-8. 65 S. mit 12 Figuren. Wien, Carl Fromme. 1906. M. 2,70.

Beide Heftchen enthalten eine ausführliche Behandlung von einfacheren Aufgaben der Elastizitätslehre. Sie erscheinen wohl geeignet, dem Lernenden zu zeigen, wie die allgemeinen Gleichungen auf spezielle Probleme angewendet werden müssen. Charakteristisch für die Behandlungsweise in den vorliegenden Heften ist der Umstand, daß der Verfasser nicht bei der analytischen Lösung Halt macht, die in vielen Fällen für den Techniker ja noch gar nichts bedeutet, sondern bis zur numerischen Berechnung vordringt, so daß das Resultat direkt für die Praxis benutzbar ist. Cl. Schaefer.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 10. umgearbeitete und vermehrte Auflage. In 4 Bänden mit über 3000 Abbildungen und Tafeln, zum Teil in Farbendruck. Herausgegeben v. L. Pfaundler. gr. 8.
II. Band, 1. Abteilung, 3. Buch: O. Lummer, Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik). XXII u. 880 S.. M. 15.—
III. Band, 4. Buch: L. Pfaundler, K. Drucker, A. Waßmuth u. J. Hann, Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie. XIV u. 923 S. M. 16.—. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907.

Die Jubiläumsausgabe von Müller-Pouillets bekanntem und bewährtem Lehrbuch der Physik ist durch die Ausgabe zweier weiterer stattlicher Bände um ein großes Stück gefördert worden. In Band 2, erste Abteilung, bietet uns O. Lummer eine mit ganz hervorragender Klarheit abgefaßte Darstellung der Optik. In Band 3 behandelt L. Pfaundler die Kapitel Thermometrie und Kalorimetrie, K. Drucker die Abschnitte Chemisch-physikalische Statik, Umwandlung der Aggregatzustände und Thermochemie, ferner A. Waßmuth die Kapitel Wärme und Arbeit, Wärmeleitung und Wesen der Wärme (kinetische Wärmetheorie) und schließlich J. Hann die Meteorologie. Über die Bedeutung des Müller-Pouilletsschen Lehrbuches wird kein Leser dieser Zeitschrift im unklaren sein. E. Bose.

Sir Oliver Lodge, Elektronen, oder die Natur und die Eigenschaften der negativen Elektrizität. Aus dem Englischen übersetzt von Prof. G. Siebert. — Lex.-8. X + 203 S. — Leipzig, Quandt & Händel, 1907.

In seiner Einleitung zu der englischen Originalausgabe dieses Buches schreibt der Verfasser zum Schluß: „Das vorliegende Buch ist im allgemeinen für Studierende der allgemeinen Physik und zum Teil für Spezialisten bestimmt. Der größte Teil desselben kann als Darstellung eines Gegenstandes betrachtet werden, der das Interesse aller Gebildeten in hohem Grade beanspruchen darf." — Ganz abgesehen von dem Gegenstande, würde schon die überaus geistvolle, eigenartige Darstellungsweise des Verfassers genügen, um das Interesse des Lesers zu wecken und bis zum Schlusse wach zu erhalten. Dem Übersetzer gebührt das Lob, daß er es verstanden hat, der deutschen Ausgabe den vollen Reiz dieser eigenartigen Darstellungsweise zu erhalten. Nur schade, daß die Lektüre durch die überaus zahlreichen, teilweise geradezu sinnentstellenden Druckfehler so sehr erschwert wird! Max Iklé.

Berichtigungen.

In der Arbeit von A. Battelli und L. Magri „Die Entladung in Spulen mit Eisenkern" in dieser Zeitschr. **9**, 156, 1908 ist in der Tabelle auf S. 162 oben ein Druckfehler stehen geblieben. In der zweiten Spalte dieser Tabelle sind die Wiederholungszeichen in den drei letzten Zeilen zu streichen. Da diese Zeichen mit dem Inhalt der Tabelle in Widerspruch stehen, wird diese Korrektur vermutlich bereits seitens der Mehrzahl der Leser vorgenommen worden sein.

Zehlendorf (Wannseebahn), am 28. Februar 1908.

Der Übersetzer.

(Eingegangen 2. März 1907.)

In der Abhandlung: W. Lohmann, „Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien", diese Zeitschr. **9**, 145, 1908, muß es heißen auf S. 147, Zeile 6 von oben Neon- und nicht Sternlinien. Ferner müssen die Figuren 3 und 4 im Sinne des Uhrzeigers um 90° gedreht werden.

Tagesereignisse.

Ferienkurse in Jena vom 5.—18. August 1908 für Damen und Herren. Es werden im ganzen mehr als 50 verschiedene Kurse gehalten, meist 12 stündige. Naturwissenschaftliche Abteilung: Naturphilosophie; naturwiss. Weltbild; Botanik; boton.-mikrosk. Praktikum; zoologisches Praktikum; Geologie; Chemie; optische Instrumente; Astronomie; Physiologie; physiol. Psychologie.

Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Der **Besuch** der zehn Technischen Hochschulen des Deutschen Reiches im Winterhalbjahr beziffert sich insgesamt auf 15720 gegen 15453 im Vorjahre. Die Zunahme entfällt nur zum geringen Teile auf die ordentlichen Studierenden, im übrigen auf die Hospitanten und Hörer. Die Abnahme im Maschinenbaufach und in der Chemie hat sich gegen das Vorjahr noch erhöht, während andrerseits der Architektur und dem Bauingenieurwesen anscheinend mehr Interesse entgegengebracht wird.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bonn für Mathematik Dr. Constantin Carathéodory (bisher in Göttingen), an der Universität Berlin Dr. phil. Johannes von Wartenberg für physikalische Chemie und Dr. phil. Arthur Stähler für Chemie.

Ernannt: Regierungsbaumeister Karl Mühlmann zum Direktor der Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz an Stelle des in den Ruhestand tretenden Geh. Hofrat Professor Rudolf Berndt, Professor Adrien Jaquerod aus Genf zum ord. Professor für Physik an der Akademie zu Neuenburg (Schweiz) an Stelle des zurückgetretenen Professor Dr. Robert Weber.

Verliehen: Dem Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Franz Sachs das Prädikat „Professor".

Gestorben: Der ord. Professor der allgemeinen und analytischen Chemie an der deutschen Technischen Hochschule Prag und Dozent für Chemie an der deutschen Universität Prag Hofrat Dr. Wilhelm Gintl, der frühere Professor für Physik an der Kreuzschule zu Dresden Studienrat Dr. William Abendroth.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. | 1. April 1908. Redaktionsschluß für No. 8 am 6. April 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
P. Zeeman, Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot. S. 209.
P. Gmelin, Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde. S. 212.
G. A. Schott, Zur Erklärung der Spektrallinien. S. 214.
A. Einstein, Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen. S. 216.
W. Schmidt, Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr. S. 217.
K. Kurz, Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen. S. 218.
C. Fischer, Eine neue Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien. S. 221.
J. K. A. Wertheim Salomonson, Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion. S. 222.
G. Athanasiadis, Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differentialtelephons. S. 225.
J. J. Taudin Chabot, Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil. S. 226.
Chr. Ries, Entgegengesetztes Verhalten des Selens. S. 228.
B. Walter, Über das Bandenspektrum des Fluorkalziums. S. 233.
E. Sommerfeldt, Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht. S. 234.
J. Wachsmuth, Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und Helium. S. 235.
Tagesereignisse. S. 240.
Personalien. S. 240.
Gesuche. S. 240.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot.

Von P. Zeeman.

1. Die von Fabry und Perot[1]) so überaus geistreich ausgearbeitete Methode der halbversilberten Platten übertrifft alle übrigen spektroskopischen Arbeitsweisen durch die Genauigkeit, mit der sich ihre theoretischen Grundlagen praktisch verwirklichen lassen.

Die Hauptaufgabe des Experimentators bei der Anwendung dieser Methode besteht darin, die vollkommene Parallelität der reflektierenden versilberten Platten einzustellen.

Da es sich für mich darum handelte, einige neuere Ergebnisse, die ich bei der Untersuchung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien gewonnen hatte[2]), mit einer unabhängigen Methode nachzuprüfen, erschien die Methode von Fabry und Perot als die geeignetste. Insbesondere schien die Möglichkeit gegeben zu sein, die Untersuchung zugleich auf das Verhalten der Linien in schwachen Feldern auszudehnen. Die vorliegende Veröffentlichung soll einer Diskussion der numerischen Ergebnisse vorausgehen. Ich halte es zunächst für sehr unwahrscheinlich, daß Fehler in der Herstellung des Rowlandschen Gitters sich als die Ursache für die von mir beschriebene asymmetrische Auflösung einiger Linien erweisen werden.

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. 1899—1904.
2) Zeeman, Proc. Amsterdam, Nov. 1907.

Die Methode von Fabry und Perot wird in der vorliegenden Arbeit zum ersten Male bei einer Untersuchung über die magnetische Trennung von Spektrallinien angewendet. In der einschlägigen Literatur wird stellenweise die Ansicht zum Ausdruck gebracht, daß die Methode der Interferenzstreifen versilberter Schichten für den in Rede stehenden Gegenstand nicht brauchbar sei. Der hauptsächliche Einwand stützt sich auf den großen Intensitätsverlust in dem Apparate von Fabry und Perot. Die vorliegende Arbeit beweist, daß dieses Bedenken nicht unüberwindlich ist.

2. Von den zwei Formen, in denen die Methode der parallelen Platten angewendet wird, haben Fabry und Perot[1]), Lord Rayleigh[2]) und Eversheim[3]) zur tatsächlichen Messung von Wellenlängen die einfachere benutzt, welche auch die weniger kostspielige Apparatur erfordert. Dieser als „Etalon" bezeichneten Form des Instruments habe auch ich den Vorzug gegeben. Hierbei ist der Abstand der versilberten Oberflächen konstant. Die Glasplatten werden seitens justierbarer Federn, die den Druck zu regulieren gestatten, gegen abgerundete Distanzstücke aus Stahl gehalten. Durch Änderung des Druckes können der Stahl und das Glas in außerordentlich geringem Maße deformiert, und damit die genaue Parallelität der Glasplatten erreicht werden;

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. **25**, 12, 1902; C. R. vom 27. März 1904; Fabry et Buisson, C. R. vom 16. Juli 1906; Barnes, Astrophys. Journ. **19**, 190, 1904.
2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **11**, 685, 1906.
3) Eversheim, Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie **5**, 152, 1907.

diese Parallelität ist übrigens bereits von vornherein durch die genaue Bearbeitung der Distanzstücke mit großer Annäherung gewährleistet.

3. Die Theorie für die Vergleichung von Wellenlängen mittels dieses Apparates ist einfach. Sie ist von Fabry und Perot gegeben worden. Wir wollen sie auf die magnetische Auflösung von Spektrallinien, und zwar auf den einfachsten Fall, auf die Teilung in ein Triplett, anwenden.

Es sei λ_0 die Wellenlänge der ursprünglichen Linie, also hernach der mittleren Linie des Tripletts. Ihr entspricht ein System von Ringen. Es sei P_0 die Ordnungszahl des ersten Ringes vom Mittelpunkt aus. Die Ordnungszahl p_0 im Mittelpunkt ist dann gleich der ganzen Zahl P_0, vermehrt um einen Bruch ε_0, also

$$p_0 = P_0 + \varepsilon_0.$$

Für gewöhnlich ist

$$0 < \varepsilon_0 < 1.$$

Der Durchmesser eines Ringes wächst mit ε. Es sei e die Dicke der Luftplatte; dann ist die Ordnungszahl der Interferenz im Mittelpunkt

$$p_0 = \frac{2e}{\lambda}.$$

In einem Winkel i mit der Normalen zur Platte ist die Ordnungszahl der Interferenz $p_0 \cos i$.

Ist x_0 der Winkeldurchmesser des Ringes P_0, so haben wir bei Beobachtung in der Brennebene einer Linse

$$p_0 \cos \frac{x_0}{2} = P_0.$$

Die Entwickelung des cos ergibt:

$$p_0 = P_0\left(1 + \frac{x_0^2}{8}\right)$$

oder

$$\varepsilon_0 = P_0 \frac{x_0^2}{8}. \quad (1)$$

Ist λ_r die Wellenlänge der äußeren Komponente des Tripletts nach der roten Seite zu, so ist, wenn P_r, ε_r und x_r die entsprechenden Bedeutungen haben wie P_0, ε_0 und x_0,

$$\varepsilon_r = P_r \frac{x_r^2}{8}.$$

Wir haben nun aber die Gleichung

$$\lambda_0(P_0 + \varepsilon_0) = \lambda_r(P_r + \varepsilon_r),$$

woraus sich ergibt:

$$\lambda_r = \lambda_0 \frac{P_0}{P_r}\left(1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_r^2}{8}\right). \quad (2)$$

In derselben Weise erhalten wir, wenn wir auf die nach der violetten Seite zu liegende Komponente des Tripletts die Bezeichnungen λ_v, P_v, x_v anwenden,

$$\lambda_v = \lambda_0 \frac{P_0}{P_v}\left(1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_v^2}{8}\right). \quad (3)$$

Für den Fall der Strahlung in einem Magnetfelde läßt sich dieser Ausdruck oft noch vereinfachen. In vielen Fällen können wir

$$P_0 = P_v = P_r \quad (4)$$

wählen.

Betrachtet man das System von Ringen, welches λ_0 entspricht, während die magnetische Feldstärke langsam, aber stetig gesteigert wird, so sieht man gleichzeitig Ringe, welche sich, von dem System λ_0 ausgehend, nach außen bewegen, und solche, die sich nach innen bewegen. Die Ringe, welche λ_r entsprechen, ziehen sich zusammen, und die, welche λ_v entsprechen, dehnen sich aus.

Von dem Werte p des Etalons und von der Intensität des Magnetfeldes hängt es ab, wie groß die Ausdehnung und die Zusammenziehung der Ringe im Vergleich zu dem Abstande der Ringe λ_0 sein werden.

Durch den Wert von p und durch die maximale Feldstärke wird bestimmt werden, ob im Mittelpunkte neue Ringe auftreten, beziehungsweise alte verschwinden werden.

Für den Fall, daß man zur Messung nicht die kleinsten Ringe wählt, daß dagegen die Ringe λ_r und λ_v, welche aus demselben Ringe λ_0 hervorgehen, zur Messung geeignet sind, kann ε größer werden als die Einheit.

Wählt man die Ringe nach dieser Angabe, so ist die Gleichung (4) anwendbar, und man kann λ_r und λ_v aus den Winkeldurchmessern der Ringe und aus dem als bekannt vorausgesetzten Werte von λ_0 bestimmen. Das Ergebnis ist dann von dem genauen Werte für die Dicke der Luftplatte unabhängig.

Natürlich wird die Lage der neuen Ringe zwischen den Ringen λ_0 bei einem gegebenen Werte der magnetischen Feldstärke von der Dicke der Luftplatte abhängen, und das, was wir als „Empfindlichkeit" des Ringsystems gegen magnetische Kräfte bezeichnen können, wird mit der Dicke der Luftplatte zunehmen. Eine Grenze für diese Empfindlichkeit wird (oft nur zu schnell) infolge der tatsächlichen Breite der betrachteten Spektrallinien erreicht.

In manchen Fällen wird es wünschenswert sein, zur Messung Ringe zu wählen, die von den drei charakterisierten verschieden sind. Die Bedeutung von P bietet keine Schwierigkeiten; P bedeutet immer die Ordnungszahl des gemessenen Ringes.

Wenn indessen P_0 von P_r oder P_v verschieden ist, so müssen ihre Werte für die Berechnung nach (2) und (3) bekannt sein. Auch in diesem Falle braucht man den Wert von P_0 nur angenähert zu kennen, man muß jedoch über die Differenz zwischen P_0 und den übrigen Ordnungszahlen sicher sein.

4. Außer der aus der Gleichung (4) sich ergebenden Vereinfachung ist noch eine andere

bei der Untersuchung der Strahlung in einem Magnetfelde zu beachten.

Ich meine, daß die Größe $e = p\frac{\lambda}{2}$, die optische Dicke der Luftplatte, als eine absolute Konstante behandelt werden kann.

Für gewöhnlich hängt diese Dicke von λ ab. Infolge der Phasenänderung durch Reflexion an dem Silber, die sich mit der Wellenlänge ändert, erfordert die Vergleichung verschiedenfarbiger Ringsysteme schließlich die Kenntnis der optischen Schichtdicke für jede einzelne Farbe.

Es ist klar, daß bei der Anwendung auf den Gegenstand unserer gegenwärtigen Untersuchung nur Ringsysteme in Frage kommen, die Strahlen entsprechen, welche sich in bezug auf ihre Wellenlänge nur äußerst wenig voneinander unterscheiden, und daß daher die Änderung der Schichtdicke mit der Wellenlänge nicht in Rechnung gezogen zu werden braucht.

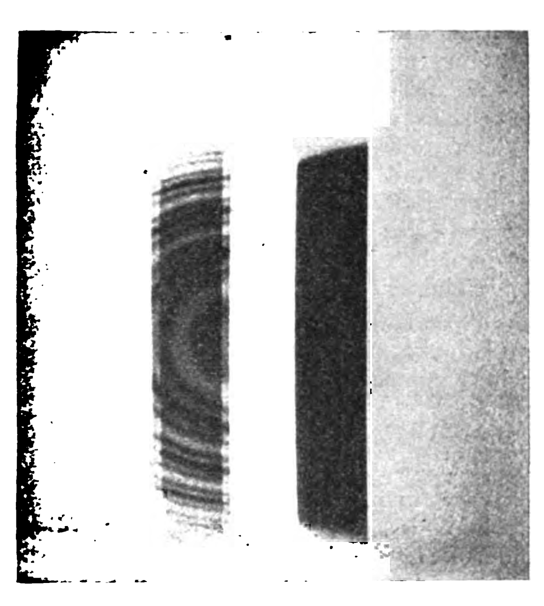


Fig. 1.

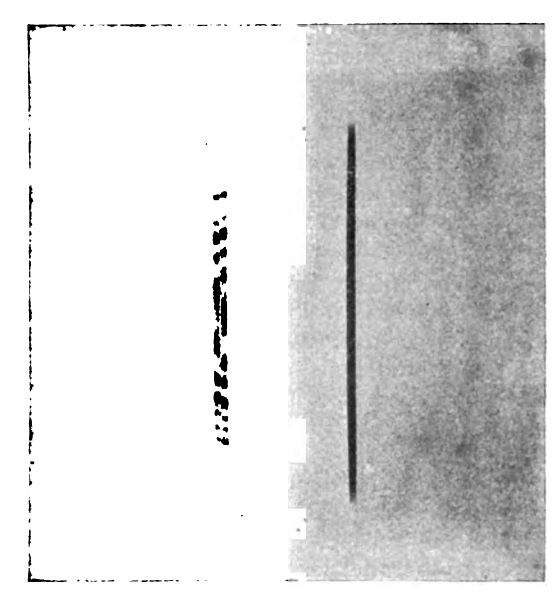


Fig. 2.

5. Die Figuren 1 und 2 mögen eine Vorstellung von dem Aussehen der magnetischen Auflösung der Spektrallinien bei Beobachtung nach der Methode von Fabry und Perot geben. Diese Figuren sind etwa sechsfache Vergrößerungen von Negativen, die mit einem Etalon mit einem Abstand von nahezu 5 mm zwischen den Platten aufgenommen worden sind. Die Lichtquelle im Magnetfelde war eine kleine mit Quecksilber beschickte Vakuumröhre. Die Ordnungszahl der Interferenz im Mittelpunkt ist für die Quecksilberlinie 5791 Å.-E. bei 16° ungefahr 17265,7.

Das Ringsystem wurde in der Brennebene einer kleinen achromatischen Linse von 18 mm Apertur und 12 cm Brennweite gebildet. Die Brennebene fällt genau mit der Spaltebene eines kleinen Spektroskopes zusammen. Wenn der Spalt weit geöffnet ist, so erscheint jede Spektrallinie als ein Rechteck mit hellen Ringen oder Ringstücken, wie es sich zufällig ergibt. Der in den Figuren wiedergegebene Teil des Spektrums entspricht den beiden gelben und der grünen Quecksilberlinie. In Fig. 1 sind die beiden den beiden gelben Linien entsprechenden Rechtecke übereinander gelagert. Die grüne Quecksilberlinie ist stark überexponiert. Die magnetische Feldstärke betrug bei den Figuren 1 und 2 ungefähr 5000 Gauß.

Es bietet einen sehr schönen Anblick, die in Bewegung begriffenen Ringsysteme zu beobachten, während die magnetische Feldstärke langsam gesteigert wird. Man sieht dann, wie sich die Ringe λ_r und $\lambda_{r'}$ zunächst einander nähern, dann zusammenfallen, sich wieder trennen, bei einem Werte der Feldstärke von ungefähr 15000 Gauß mit dem nächsten Ring λ_0 zusammenfallen, über diesen Ring fortgehen, usw.

Für Meßzwecke ist es erforderlich, die Spaltbreite, wie bei Figur 2 geschehen, zu vermindern. Infolge der Temperatursteigerung haben sich die Ringe etwas erweitert.

6. Bei Messungen, über welche ich in einer späteren Veröffentlichung zu berichten gedenke, habe ich nicht nur die oben geschilderte Durchmessermethode benutzt, sondern auch die „Methode der Koinzidenzen" für die einzelnen Werte der Magnetfeldstärke, welche λ_r

und $\lambda_{r'}$ oder λ_r und $\lambda_{r'}$ mit λ_0 zum Zusammenfallen bringen.

Über die der Koinzidenzenmethode anhaftenden Schwierigkeiten bemerken Fabry und Perot[1]):

„Même avec ce perfectionnement, la méthode présentait des inconvénients assez graves:

1°. La nécessité d'éclairer simultanément l'appareil par les deux sources entraîne des pertes de lumière assez importantes;

2°. Les coïncidences ne sont bien observables que lorsque les deux systèmes d'anneaux ont des éclats comparables, et cette condition n'est pas toujours facile à réaliser;

3°. La recherche de la coïncidence entraîne toujours des tâtonnements et l'on n'est jamais sûr (lorsque la période est courte) d'en rencontrer une qui soit exacte".

Die unter 1° und 2° erwähnten Nachteile der Methode sind bei der Anwendung auf die Strahlung in einem Magnetfeld, wie wir sie hier behandeln, ausgeschaltet. Durch Änderung der Stromstärke im Elektromagnet kann man die Koinzidenz mit dem gewünschten Genauigkeitsgrade erreichen, und somit wird auch der dritte Einwand hinfällig.

7. Zum Schluß mögen einige weitere Einzelheiten über den Apparat mitgeteilt werden.

Die Montierung und die Platten des 5 mm-Etalons sind von Jobin. Die inneren Oberflächen der Platten sind genau eben. Für die äußeren Oberflächen ist nur gewöhnliche Ebenheit erforderlich. Sie sind unter einem Winkel von 1′ gegen die inneren geneigt. Die Platten des Etalons sind vertikal, und der ganze Apparat kann in der erforderlichen Weise in bezug auf das Azimut eingestellt werden, während ferner eine horizontale Schlittenbewegung parallel zu den Platten des Etalons vorgesehen worden ist.

Mittels einer achromatischen Linse von 12 cm Brennweite wurde ein Bild der Vakuumröhre in vierfacher Vergrößerung auf das Etalon entworfen. Alle optischen Teile waren auf I-Stücken montiert und daher starr verbunden.

Die Figuren zeigen deutlich, daß es für die Untersuchung der magnetischen Trennung der gelben Quecksilberlinien keinen Wert haben würde, ein Etalon von größerer optischer Schichtdicke der Luftplatte zu benutzen. Die tatsächliche Breite der gelben Quecksilberlinien ist im Gegenteil, wenn sie unter dem Einfluß des Magnetfeldes stehen, ziemlich groß, so daß man sich in diesem Falle schnell den Grenzen der Methode nähert.

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. **25**, 12, 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Februar 1908.)

Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde.

Von Paul Gmelin.

Herr P. Zeeman[1]) hat im November 1907 Untersuchungen über die magnetischen Aufspaltungen der Quecksilberlinien 5769 und 5790 veröffentlicht. Er fand bei dem Triplett 5790 eine Unsymmetrie in Feldern zwischen ca. 15000 und 30000 Gauß derart, daß der Abstand der nach Violett hin verschobenen Komponente gegen die Mittellinie stets um ca. 10 Proz. größer war als der nach Rot hin verschobenen.

Ich habe im Juli 1907[2]) dieselben Linien mit einem Stufengitter in Feldern zwischen 3000 und 10000 Gauß okular untersucht und hatte keine Unsymmetrie konstatiert. Auf freundliche Anregung von Herrn Professor Paschen suchte ich im Januar dieses Jahres wiederum mit dem Stufengitter nach der Ursache dieser Abweichung von Herrn Zeemans Resultat. Nach verschiedenen vergeblichen Versuchen in Feldern von 4000 Gauß an fand ich von ca. 7500 Gauß an eine mit der Feldstärke wachsende Unsymmetrie im selben Sinn wie Herr Zeeman. Der Betrag derselben ließ sich erst von ca. 10000 Gauß an mit einiger Sicherheit messen.

Während dieser Untersuchungen kam mir der Gedanke, die Unsymmetrie könne vielleicht durch Wandern der ursprünglichen Linie nach längeren Wellen hin zustande kommen. Die folgende Untersuchung bestätigte die Vermutung.

Stellte man das Fadenkreuz auf die Linie ein, ohne den Magneten erregt zu haben, so wanderte dieselbe beim Einschalten des Erregerstroms nach rechts, was einer Vergrößerung ihrer Wellenlänge entspricht. Die Richtung der Verschiebung ist unabhängig von der Richtung des Magnetfeldes und der Richtung der Vakuumröhrenentladung.

Die systematische Untersuchung der Erscheinung ergab folgende Resultate:

1. Die äußeren Komponenten des Tripletts liegen symmetrisch zu der magnetisch ungestörten Spektrallinie (siehe Tabelle Spalte 2 und 3 und Figur).

2. Die Unsymmetrie oder die Hälfte davon, die Wellenlängenänderung ($d\lambda_0$) der ungestörten Linie, ist proportional dem Quadrat der Feldstärke, mathematisch formuliert:

$$\frac{d\lambda_0}{H^2} = \text{const. (Siehe Tabelle.)}$$

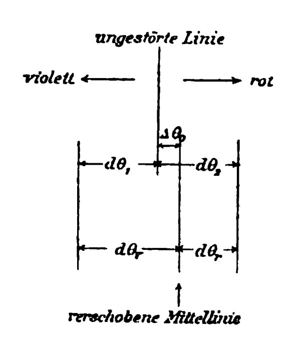
1) K. Academie v. Wetenschappen Amsterdam, Proceedings of Nov. 1907, S. 51—359.

2) Vergl. F. Paschen, diese Zeitschr. **8**, 522, 1907.

Tabelle.

H (Gauß)	$d\Theta_1$	$d\Theta_2$	$d\Theta_v$	$d\Theta_r$	$d\Theta$	$d\Theta_0$	$d\Theta_I$	$d\lambda_0$ (A.-E)	$\frac{d\lambda_0}{H^2} \cdot 10^{20}$
9040	1377	1385	1411	1351	60	34	5180	0 0033	40,3
14 450	2215	2200	2290	2125	165	75	5180	0,0091	43,6
16 250	2464	2447	2558	2353	205	94	5120	0.011	43,3
19 150	2898	2900	3029	2769	260	131	5130	0,014	39,3
20 830	3162	3133	3310	2985	325	148	5125	0,018	41,8
21 680	3310	3315	3500	3125	375	190	5180	0,021	43,9
26 890	4125	4090	4400	3815	585	275	5180	0,032	44,5
33 910	5180	5180	5641	4719	922	461	5180	} 0,050	43,1
33 910	5180	5180	5622	4738	884	442	5180		

Im Mittel ist $\frac{d\lambda_0}{H^2} = 42,2 \cdot 10^{-20}$ (cm/Gauß²)



Die Abstände sind mit einem Okularmikrometer gemessen.

In der Figur und der Tabelle bedeutet:

$d\Theta_I$ den Abstand benachbarter Ordnungen nach Trommelteilen des Mikrometers.

$\left.\begin{matrix} d\Theta_1 \\ d\Theta_2 \end{matrix}\right\}$ bzw. $\left\{\begin{matrix} d\Theta_v \\ d\Theta_r \end{matrix}\right.$ die Abstände der nach Violett / „ „ „ „ Rot hin liegenden Komponente des Tripletts von der ungestörten bzw. gestörten Mittellinie.

$$\Delta\Theta = d\Theta_v - d\Theta_r.$$

$\Delta\Theta_0$ ist die unabhängig beobachtete Verschiebung der Mittellinie.

Da aus den Spalten 2 bis 7 der Tabelle folgt, daß $\Delta\Theta_0 = \frac{\Delta\Theta}{2}$ ist, und da $\Delta\Theta$ sich genauer messen läßt als $\Delta\Theta_0$, so wurden zur Berechnung von $d\lambda_0$ die Werte $\frac{\Delta\Theta}{2}$ verwendet. Die Feldstärken wurden aus der Wellenlängendifferenz $d\lambda$ der äußeren Komponenten nach der Formel

$$H = \frac{\frac{d\lambda}{\lambda^2}}{C}$$

berechnet, wo $C = 10,0 \times 10^{-5}$ den Messungen des Frl. Stettenheimer[1]) und des Verfassers[2]) entnommen ist. Die Größe $\frac{d\lambda_0}{H^2}$ ist nach cm/Gauß² gemessen.

1) A. Stettenheimer, Dissert. Tübingen 1907.
2) Vergl. F. Paschen, diese Zeitschr. 8, 522, 1907.

Bei der Feldstärke von 33910 Gauß ließ sich die Richtigkeit von Resultat 1 besonders deutlich zeigen. Das Fadenkreuz wurde auf die Linie ohne Feld eingestellt. Bei allmählicher Erregung des Feldes wanderte je eine Komponente aus den Nachbarordnungen rechts und links gegen das Fadenkreuz. Die Mittellinie wanderte nach rechts und wurde schließlich von der Komponente der rechten Nachbarordnung überkreuzt. Letztere koinzidierte bei 33910 Gauß mit der Komponente der linken Nachbarordnung genau auf dem Fadenkreuz, also am Ort der ungestörten Linie, die ja in der Mitte zwischen ihren Nachbarordnungen liegt. Rechts und getrennt davon lag die fortgewanderte Mittellinie.

Es wurden stets homogene Magnetfelder benutzt, wie sie teils ein Ruhmkorffscher Elektromagnet, teils der große Elektromagnet, den auch Frl. Stettenheimer benutzt hatte, erzeugte.

Daß mir bei meinen früheren Messungen die Unsymmetrie unbemerkt blieb, liegt nach den jetzigen Resultaten daran, daß sie bei Feldern bis ca. 7000 Gauß innerhalb der Fehlergrenzen der Einstellung liegt. Bei den höheren Feldern bis 10000 Gauß entging sie mir aus folgendem Grunde: Um die Zeit einer Messung bei stark erregtem Felde zugunsten größerer Genauigkeit möglichst abzukürzen, machte ich die Einstellungen auf die ungestörte Linie vor Erregen des Feldes und bekam so natürlich symmetrische Abstände der Komponenten von der Mittellinie.

Resultat 1 konnte bei früheren Messungen des Zeeman-Effekts nicht gefunden werden, wenn die Lage der Mittellinie der unsymmetrischen Tripletts nur mit und nicht auch ohne Magnetfeld bestimmt wurde. Resultat 2 widerspricht den Messungen des Herrn Zeeman, welcher fand, daß die Unsymmetrie linear (nicht quadratisch) mit der Feldstärke wächst.

Auch stehen meine Beobachtungen in Wider-

spruch mit der Theorie des Herrn Voigt.[1]) Die „absolute Dissymmetrie" ($d\Theta_v - d\Theta_r$) vermutet er unabhängig von der Feldstärke, während sie nach meinen Messungen mit dem Quadrat der Feldstärke wächst. „Die relative Dissymmetrie", d. h. das Verhältnis $\frac{\Delta\Theta}{d\Theta_v + d\Theta_r}$ sollte nach seinen Angaben mit abnehmender Feldstärke wachsen, während sie nach meinen Beobachtungen mit abnehmender Feldstärke abnimmt und im Gegensatz zu Herrn Voigts Angaben bei schwachem Feld unmerklich ist. Auch die Theorie von Herrn Lorentz scheint keinen Anhaltspunkt zum Verständnis des oben beschriebenen Effektes zu geben.

Die Linie 5769, deren Zerfall in ein Nonett (bei ca. 20000 Gauß) von Herrn Lohmann[2]) entdeckt und von mir bestätigt wurde, zeigte, wie auch Herr Zeeman fand, bei allen Feldstärken vollständige Symmetrie. Die mittelste Linie behielt bei allen Feldern exakt ihre Lage im Spektrum.

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 1, 376, 1900 und diese Zeitschr. 9, 120, 1908.
2) W. Lohmann, Dissert. Halle 1907.

Tübingen, Physikalisches Institut, 22. Februar 1907.

(Eingegangen 24. Februar 1908.)

Zur Erklärung der Spektrallinien.

Von G. A. Schott.

§ 1. Das Problem die Spektrallinien und Spektrumserien zu erklären fordert so schwierige und komplizierte Rechnungen, und unsere Kenntnisse des Baues und der Eigenschaften des Atoms ist so gering, daß die Versuchung besonders groß ist, der Phantasie einen ungebührenden Spielraum zu gewähren. Eben deswegen ist es unbedingt notwendig, mit der äußersten Vorsicht vorzugehen, und insbesondere jede noch so plausible Hypothese aufs genaueste zu prüfen, ob sie nicht irgendwelchen wohlbegründeten Theorien oder anerkannt sicheren Erfahrungstatsachen widerspricht.

Eine solche Hypothese ist nun die, daß Spektrallinien durch kleine Schwingungen eines Systems elektrischer Ladungen um eine stabile Gleichgewichtslage, oder um einen stabilen Bewegungszustand, hervorgerufen werden. Allerdings spricht dafür der Umstand, daß die Differentialgleichungen in den Verschiebungen linear werden, also die Schwingungsperioden nicht von den Amplituden abhängen, so daß die beobachtete Unabhängigkeit der Wellenlängen der Spektrallinien von äußeren Umständen, der Temperatur, dem Erregungsstrome und dergleichen mehr, als selbstverständlich erscheint. Trotzdem haben mich meine Untersuchungen seit einigen Jahren zu der Überzeugung geführt, daß die Hypothese unzulässig ist, und es ist mir jetzt gelungen, einen, wie ich glaube, ganz strengen Beweis ihrer Unzulässigkeit zu finden; ich will ihn im folgenden mitteilen.

§ 2. Von dieser Hypothese ausgehend führt die Elektronentheorie der Dispersion in der Drudeschen Fassung zu folgender Dispersionsformel[1]):

$$n^2 - 1 = \sum \frac{N_k e_k^2}{\pi m_k} \cdot \frac{\lambda_k^2}{1 - \lambda_k^2/\lambda^2}, \tag{1}$$

wo n der Brechungskoeffizient für die Wellenlänge λ, λ_k eine Eigenwellenlänge des Elektronensystems, N_k die Anzahl der entsprechenden erzeugenden Elektronen pro cm³, e_k deren elektromagnetisch gemessene Ladung und m_k deren Masse bedeuten, und die Summe für alle möglichen Eigenwellenlängen zu nehmen ist.

Die Lorentzschen und Planckschen Dispersionstheorien führen zu einer ähnlichen Formel, bei der die Konstante λ_k mit einem Faktor multipliziert erscheint, welcher etwas größer als die Einheit ist.

Die Formel (1) gibt für eine Wellenlänge, welche größer als die größte Eigenwellenlänge des Systems ist, die Ungleichung

$$n^2 - 1 > \sum \frac{N_k e_k \lambda_k^2}{\pi m_k}. \tag{2}$$

Diese wollen wir fortan benutzen.

§ 3. Wir berechnen nun den Beitrag der Balmerschen Linienserie zur Dispersion des Wasserstoffs; für diese Serie ist bekanntlich

$$\lambda_k = \lambda_\infty \frac{m^2}{m^2 - 4}, \quad m = 3, 4, \ldots \infty \tag{3}$$

wo $\lambda_\infty = 3646 \cdot 13$ A.E.

Dies gibt für den Beitrag der Serie wegen (2)

$$n^2 - 1 > \sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{N_k e_k^2 \lambda_\infty^2}{\pi m_k} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}, \tag{4}$$

Soll nun die der Dispersionstheorie zugrunde liegende Hypothese auch die Balmersche Serie erklären, so kann der Faktor $N_k e_k^2 \lambda_\infty^2/\pi m_k$ in (4) für keine Linie der Serie verschwinden das würde ja bedeuten, daß gar keine schwingungsfähigen Elektronen der Ordnung m im Wasserstoff existierten, was gegen die Hypothese wäre, oder daß deren Masse unendlich groß wäre; dann könnten sie überhaupt nicht schwingen und auch keine Linie erzeugen. Es muß also der Faktor für jeden Wert von m von Null verschieden sein; es sei A sein kleinster Wert. Dann bekommen wir aus (4)

1) Drude, Ann. d. Phys. 14, 680, 1904.

$$n^2 - 1 > A \sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}, \qquad (5)$$

mithin unendlich groß; denn jedes Glied der Reihe ist größer als die Einheit und ihre Zahl ist unendlich groß; dies bedeutet einen Widerspruch mit der Erfahrung.

§ 4. Der Beweis beruht offenbar darauf, daß die Balmersche Serie (1) einen Schwanz der Wellenlänge λ_∞ besitzt, und (2) unendlich viele Linien umfaßt, deren Wellenlängen alle größer als λ_∞ sind. Es ist ganz einerlei, ob die ganze Serie von einem einzigen Elektron, oder von einer Gruppe, oder ob jede Linie von einem verschiedenen Elektron herrührt; das Wesentliche ist, daß es eine unendlich große Anzahl Bewegungen eines oder mehrerer Elektronen gibt, welche genügende Beweglichkeit haben, so daß jede einen endlichen Beitrag zur Dispersion beisteuert. Jede Serienformel, welche einen Schwanz und eine unendlich große Zahl von Linien zuläßt, führt zum selben Resultat: so die Formeln von Rydberg und Kayser und Runge für Linienserien, und von Thiele, aber nicht von Deslandres, für Bandenserien; d. h. jede Formel die die besten Messungen genügend gut wiedergibt, führt zu einem Widerspruch mit den Dispersionsmessungen für lange Wellen.

§ 5. Wenn man die angegebenen Serienformeln nur als empirische ansieht, und annimmt, daß in Wirklichkeit eine Serie nur eine endliche Anzahl von Linien umfaßt, so bleibt immer noch ein Widerspruch mit der Erfahrung bestehen; dies wollen wir wieder an der Balmerschen Serie beweisen.

Den Messungen am Zeeman-Effekt an Serienlinien entsprechend dürfen wir $e_k/m_k = 1{,}75 \cdot 10^7$ setzen, und $e_k = 10^{-20}$, also $e_k^2/\pi m_k = 5{,}6 \cdot 10^{-14}$; um so kleine Werte für den Faktor $N_k e_k^2/\pi m_k$ wie möglich zu bekommen, wollen wir annehmen, jedes Elektron im Atom erzeuge die größte Anzahl Linien, die ihm wegen seiner Freiheitsgrade zukommen können, nämlich drei, dann ist $N_k = \frac{1}{3} N$, wo N die Anzahl Atome pro cm^3 bei 0^0 C und 760 mm bedeutet. Nehmen wir das Wasserstoffmolekül als zweiatomig an, so ist $N = 7{,}8 \cdot 10^{19}$, mithin $N_k = 2{,}6 \cdot 10^{19}$; da auch $\lambda_\infty = 3{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm, so kommt

$$A = N_k e_k^2 \lambda_\infty^2 / \pi m_k = 0{,}0019.$$

Von der Balmerschen Wasserstoffserie sind 29 Linien tatsächlich von Evershed gemessen worden, ohne den von ihm beobachteten und aus schwachen dicht bei aneinander liegenden Linien bestehenden kontinuierlichen Streifen mitzurechnen, der im Schwanze ausläuft und beinahe sicher zur Serie gehört.[1])

Für $m = 31$ bekommen wir

$$\sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}$$

gleich rund 35; mithin ist nach (5) $n^2 - 1$ jedenfalls größer als 0,067, während die Beobachtung nur den Wert 0,00028, also rund 240 mal weniger ergibt. Dabei ist der Beitrag der Pickeringschen Serie, und der von Lyman gefundenen sehr starken ultravioletten Linien, mehrere hundert an der Zahl, noch gar nicht mitgerechnet.

§ 6. Man könnte versucht sein, diesen Unterschied durch die schon von Lorentz zur Erklärung der selektiven Absorption der Kohlensäure und des Natriumdampfes gemachte Annahme zu erklären, daß nur ein kleiner Bruchteil der Wasserstoffatome an der Dispersion teilnimmt; man wird dabei unwillkürlich an Ionen denken, zumal es nach den Starkschen Versuchen an Kanalstrahlen und den Pflügerschen über die selektive Absorption der Quecksilberserienlinien ziemlich sicher ist, daß die Ionen die Serienlinien erzeugen. Damit ist aber für die vorliegende Theorie so gut wie gar nichts gewonnen; denn ein Ion unterscheidet sich vom Atom nur durch den Verlust eines oder mehrerer Elektronen, und dies könnte den Beitrag der Serie zur allgemeinen Dispersion nicht beeinflussen, weil jene Elektronen, welche die Serie erzeugen, sich im Ion, um so mehr im Atom, befinden müssen und also zur Dispersion beitragen; wir dürfen also kein Atom bei der Berechnung der allgemeinen Dispersion ausschließen.

Man müßte sonst annehmen, daß die Struktur des Atoms durch den Ionisationsprozeß von Grund aus verändert wird, was wenigstens bei der üblichen Hypothese recht unwahrscheinlich erscheint. Übrigens hilft dies bei der unendlichen Serie gar nichts, denn der Brechungskoeffizient des leuchtenden Wasserstoffs ist gewiß endlich.

§ 7. Schließlich haben wir in (1) die Dämpfung vernachlässigt, was gewiß gestattet ist; sie spielt ja gerade hier, wo es sich nur um die allgemeine, und gar nicht um die anomale, Dispersion handelt, sicherlich keine Rolle. Wir dürfen also folgende Behauptung aufstellen:

Die Hypothese, daß Serienlinien durch kleine Elektronenschwingungen erzeugt werden, ist in grellem Widerspruch mit der Erfahrungstatsache des gleichzeitigen Bestehens von Serien und von einem endlichen Brechungskoeffizien-

1) Kayser, Handbuch der Spectroscopie II, S. 507.

ten für lange Wellen. Sie muß deswegen aufgegeben werden.

Man wird natürlich fragen: welche Hypothese muß an ihre Stelle treten? Die Antwort ist schwer; jedenfalls muß die Strahlung von allgemeineren Elektronenbewegungen, welche sich nicht als Summen einer endlichen Anzahl von Pendelschwingungen darstellen lassen, untersucht worden, und es muß nach Ursachen gesucht worden, welche die Erzeugung von Lichtwellen auf enge, der Feinheit der Spektrallinien entsprechende, Periodenintervalle beschränken, weil der Isochronismus der Schwingungen wegfällt. Auf diese Probleme kann hier nicht weiter eingegangen werden; es möge nur noch bemerkt werden, daß J. J. Thomson schon eine Ursache letzterer Art angegeben hat[1]); allerdings muß man zugeben, daß es dabei fraglich ist, ob die Spektrallinien fein genug ausfallen werden, denn ohne große Rechnungsarbeit ist es voraussichtlich unmöglich, etwas Definitives zu sagen.

Haben wir einmal Elektronenbewegungen gefunden, welche Spektrallinien genügender Feinheit und genügend großer Wellenlänge erzeugen, so können wir hoffen, noch manche andere Schwierigkeiten zu überwinden. Offenbar steht zu erwarten, daß ein einziges Elektron eine Anzahl von Linien erzeugen kann, möglicherweise eine ganze Serie, sei es mittels verschiedener möglicher Bewegungen, sei es während verschiedener Phasen derselben Bewegung; denn wir haben genügend Grund zu glauben, daß die Anzahl Elektronen im Atom ziemlich klein ist, und doch müssen sie die große Zahl beobachtbarer Linien der Spektra des Atomes erzeugen. Vielleicht bestimmt dieselbe Ursache, welche die Breite der Linien begrenzt, auch noch den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Linien welche ein Elektron erzeugen kann, und zwar in der Form einer den Serienformeln entsprechenden Gleichung.

1) J. J. Thomson, Corpuscular Theory of Matter, S. 158.

Bonn, 17. Febr. 1908.

(Eingegangen 20. Februar 1908.)

Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen.

Von A. Einstein.

Mit empfindlichen elektrostatischen Quadrantenelektrometern vermag man bekanntlich Spannungen bis gegen 10^{-6} Volt herab zu messen, falls man der Nadel ein genügend großes Hilfspotential gibt. Eine Erhöhung dieses Hilfspotentials hat nun aber keine Erhöhung, sondern eine Verkleinerung der Empfindlichkeit des Apparates zur Folge, wenn es sich um die Messung elektrischer Mengen handelt. Je höher das Nadelpotential ist, desto kleiner ist vielmehr der Ausschlag, den eine bestimmte Elektrizitätsmenge liefert. Falls das Potential der Nadel einen absoluten Wert hat, der groß ist gegenüber der Spannungsdifferenz zwischen den Quadranten, hängt der Ausschlag nur vom Produkt aus Spannung und zugeführter elektrischer Menge, also von der zugeführten elektrischen Energie ab, und es muß die zur Erzeugung des Ausschlags erforderliche Energie derjenigen des messend zu verfolgenden Systems entnommen werden. Die Grenze der praktisch erzielbaren Empfindlichkeit des Quadrantenelektrometers und analoger Apparate bezüglich der Messung von elektrischen Mengen bzw. Energiemengen ist durch diesen Umstand bedingt.

Es ist nun aber möglich, Meßapparate zu konstruieren, bei welchen die zur Erzeugung des Ausschlags erforderliche Energie nicht dem messend zu verfolgenden System, sondern einer Hilfsenergiequelle entnommen wird, so daß es möglich sein wird, die erwähnte praktische Empfindlichkeitsgrenze zu überschreiten. Im folgenden beschreibe ich das Schema einer Influenzmaschine, mit welcher dies Ziel nach meiner Meinung erreicht werden kann.

A_1 und A'_1 (Fig. 1) seien zwei fest ange-

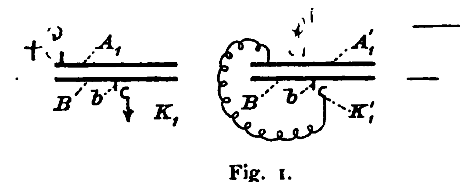


Fig. 1.

ordnete Leiter, an denen sich die starr miteinander verbundenen, etwa auf einem Rädchen befestigten Metallblättchen B vorbeibewegen. Letztere besitzen Kontaktstifte b, die im Bereich von fest angeordneten Kontaktfedern K_1 bzw. K'_1 stehen. K_1 sei geerdet, K'_1 mit A'_1 leitend verbunden.

A^1 werde nun konstant auf einem positiven Potential P_1 gehalten. Wenn das gerade passierende Blättchen K_1 berührt, induziert die auf A_1 befindliche elektrische Ladung auf b eine entgegengesetzte Ladung $-e$. Gelangt dieses Blättchen A'_1 gegenüber, so daß es K'_1 berührt, so gibt es negative Elektrizität an A'_1 ab. Jedes passierende Blättchen wird in dieser Weise die auf A'_1 befindliche Elektrizitätsmenge ändern, so lange, bis ein stationärer Zustand erreicht wird. Nennen wir P'_1 den absoluten Betrag des negativen Potentials, welchen A'_1 im stationären Zustand besitzt, so muß

$$\frac{P'_1}{P_1} = a_1$$

sein, wobei a_1 eine von P_1 unabhängige Konstante, das Transformationsverhältnis ist. Wenn A_1 und A'_1 die Form von Blättchen haben, wird a_1 ein echter Bruch sein. Wenn wir A_1 und A'_1 aber die Form von Bügeln geben, welchen in den Augenblicken der Kontaktbildung die Blättchen B auf beiden Seiten umgeben, so können wir leicht erreichen, daß $a_1 > 1$ z. B. $a_1 = 10$. Dies sei im folgenden vorausgesetzt.

Wir denken uns nun mehrere solcher Elemente hintereinander geschaltet nach dem nachstehend abgebildeten Schema. Der sekun-

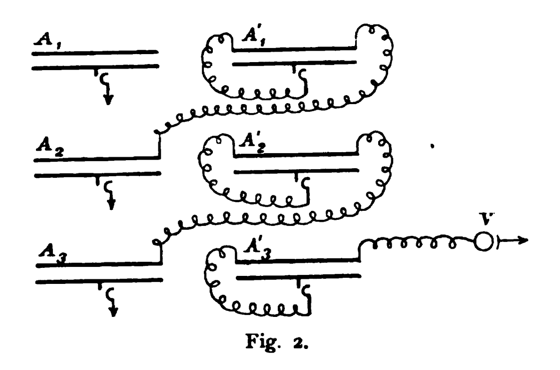


Fig. 2.

däre Leiter A'_1 des ersten Elementes sei mit dem primären A_2 des zweiten Elementes, der sekundäre Leiter A'_2 des zweiten Elementes mit dem primären A_3 des dritten Elementes verbunden usw. Der sekundäre Leiter des letzten Elementes sei an ein Elektrometer V angeschlossen.

Denkt man sich nun dem primären Leiter A_1 eine bestimmte Spannung P_1 mitgeteilt, so wird sich nach einiger Zeit ein stationärer Zustand der ganzen Einrichtung herstellen. Für diesen gelten die folgenden Gleichungen:

$$P_2 = P'_1 = P_1 \cdot a_1$$
$$P_3 = P'_2 = P_2 \cdot a_2 = P_1 \cdot a_1 \cdot a_2$$
$$P'_3 = P_3 \cdot a_3 = P_1 \cdot a_1 \cdot a_2 \cdot a_3.$$

Sind n-Elemente vorhanden, welche alle das gleiche Übersetzungsverhältnis a haben, so ist

$$P'_n = P_1 \cdot a^n.$$

Man sieht, daß die Energie, welche dem beweglichen System des Elektrometers zuzuführen ist, der mechanischen Energie entnommen wird, die den Blättchen B mitgeteilt wird, nicht aber dem an das Blättchen A angeschlossenen, messend zu verfolgenden System. Die Empfindlichkeitsgrenze des Verfahrens ist lediglich durch die äußeren Fehlerquellen begrenzt, da man durch Vergrößern von n a^n beliebig groß machen kann.

Man kann natürlich die ganze Einrichtung zweipolig ausführen. Jedes Element erhält dann zwei primäre und zwei sekundäre Leiter.

Da die Erhöhung der Empfindlichkeit der elektrostatischen Meßmethoden von Bedeutung ist für die Erforschung der Radioaktivität, hoffe ich, daß sich ein Physiker für diese Sache interessieren wird. Meine weiteren Überlegungen über den Gegenstand würde ich demselben gerne mitteilen. Auf den vorliegenden Plan wurde ich geführt durch Nachdenken darüber, wie die von der Molekulartheorie der Wärme geforderten, der Brownschen Bewegung analogen spontanen Ladungen von Leitern[1]) konstatiert und gemessen werden könnten. Auch dieses Problem hoffe ich mit dem geschilderten Plane seiner Lösung um einen Schritt näher gebracht zu haben.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 569, 1907.

Bern, 13. Februar 1908.

(Eingegangen 15. Februar 1908.)

Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr.

Von Wilhelm Schmidt (Wien).

Einer der größten Mängel, die der Wassertropfkollektor in der Form, in welcher er heute gebraucht wird, aufweist, ist der, daß er immer nur für eine begrenzte Zeit in Betrieb bleiben kann, nach deren Ablauf eine Neufüllung notwendig wird, die mit einer Unterbrechung der Beobachtungen verbunden ist. Um noch bequeme Beobachtungszeiten zu gewinnen, hat man sich also zu entscheiden zwischen geringerer Aufladegeschwindigkeit oder Vergrößerung der Vorratsgefäße, welch letztere aber auch wieder nachteilig wirkt durch die mit ihr verbundene Vergrößerung der Kapazität.

Es gibt jedoch ein einfaches Mittel, diesen Unannehmlichkeiten auszuweichen. Man braucht bloß auch die Wasserzufuhr in einzelnen Tropfen vor sich gehen zu lassen und dabei dafür zu sorgen, daß jeder Tropfen ohne Ladung ist. Zu diesem Zwecke ist die eine Tropfstelle, die direkt mit der Wasserleitung in Verbindung stehen kann, von einem Stück eines weiten Metallrohres umgeben, welches gleich wie das abtropfende Wasser geerdet ist. Weiter unten ist der Auffangetrichter aufgestellt, von dem aus die Rohrleitung zur eigentlichen Kollektortropfstelle führt. Auch der Auffangtrichter wird zweckmäßigerweise aus Metall gefertigt, damit etwaige Änderungen des Wasserstandes in ihm nicht zu großen Einfluß auf die Kapazität des Systems nehmen. Um ja allen den Tropfen der ersten (der geerdeten) Tropfstelle noch anhaftenden Eigenladungen ihre Wirksam-

keit zu entziehen, kann man noch die Vorsicht gebrauchen, ihren Durchmesser durch entsprechende Form der Tropfstelle möglichst groß zu machen gegenüber dem der Tropfen des eigentlichen Kollektors.

Durch geeignete Abänderung gestattet diese Vorrichtung auch die Ausnützung des ganzen in der Wasserleitung vorhandenen Druckes, ermöglicht so die Erzielung kleinerer Tropfen des Kollektors, spart also bei gleicher Entladegeschwindigkeit an Wasser. Zu diesem Zwecke wird die obere Tropfstelle mit dem sie umgebenden Schutzzylinder luftdicht und isoliert in das obere Ende eines weiten vertikalen Glasrohres eingepaßt, während dessen unteres Ende mit Stanniolpapier zu einer bestimmten Höhe ausgekleidet ist und unten in die Kollektortropfstelle ausläuft. Die Luft in dem Glasrohr wird, wenn das Ablaufrohr eine genügend feine Öffnung hat, beim Inbetriebsetzen des Apparates von selbst zum nötigen Drucke komprimiert.

Die Vorteile dieser Anordnung bedürfen kaum besonderer Ausführung. Sie bestehen im wesentlichen in der Ermöglichung langer Beobachtungsreihen ohne eine Unterbrechung, ferner kann man die Entladegeschwindigkeit beliebig steigern und gewinnt dabei noch eine Verringerung der Kapazität, die in bestimmten Fällen auch sehr ins Gewicht fallen mag.

Wien, k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik.

(Eingegangen 3. Februar 1908.)

Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen.

Erwiderung auf die Arbeit der Herrn K. W. Fritz Kohlrausch.[1])

Von Karl Kurz.

Die Arbeit des Herrn Kohlrausch wendet sich im wesentlichen gegen die vom Verf. festgestellte Tatsache, daß am Gerdienschen Aspirationsapparat zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre eine Beeinflussung der Resultate durch die radioaktiven Stoffe statthat[2]): Bei negativ geladenem Zerstreuungskörper findet auf diesem eine Anreicherung von radioaktiven Stoffen statt, die durch die von ihnen ausgehende Strahlung ein stärkeres als das durch die eingesaugten positiven Ionen der Atmosphäre bedingte Wandern der Aluminiumblättchen bewirken. Die Versuche habe ich später auch auf den Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat und den Ebertschen Aspirationsapparat ausgedehnt, bei denen sich derselbe Effekt nachweisen ließ.[1]) Diese Versuchsergebnisse lagen Herrn Kohlrausch bei der Abfassung seiner Arbeit noch nicht vor.

Die Bedenken des Herrn Kohlrausch gründen sich auf eine von ihm ausgeführte Messung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Stoffen, die sich in einem mit Sättigungsstrom arbeitenden Aspirationsapparat abfangen lassen.[2]) Der gefundene Mittelwert war $\varepsilon = 0{,}5 \cdot 10^{-5}$ E.S.E., d. h. „die in einem m^3 Luft enthaltenen Induktionen sind imstande den Sättigungsstrom ε zu liefern". Wie ich gezeigt habe[3]), ist dieser Wert auf $\varepsilon = 4{,}2 \cdot 10^{-5}$ E.S.E. zu korrigieren, wenn man der Berechnung die tatsächlichen, in der Atmosphäre vorhandenen Verhältnisse zugrunde legt. Schon dies ändert augenscheinlich die Größe einer eventuellen Beeinflussung. Dieser korrigierte Wert ist nun in guter Übereinstimmung mit einem von mir bei einer quantitativen Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Stoffen gefundenen Mittelwert $\varepsilon = 7{,}16 \cdot 10^{-5}$ E.S.E.[4]) (Es handelt sich bei diesen lokal beeinflußten Mittelwerten natürlich nur um die Übereinstimmung der Größenordnung.) Der Wert $7{,}16 \cdot 10^{-5}$ E.S.E. wurde aber von mir gefunden aus der quantitativen Messung der Beeinflussung, die die Ergebnisse des Ebertschen Ionenzählers erleiden durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, und die zu ca. 4 Proz. konstatiert wurde. D. h. es läßt sich aus den Messungen des Herrn Kohlrausch direkt schließen, daß die besprochene Beeinflussung statthaben muß; denn bei richtiger Berechnung sind die von Herrn Kohlrausch und die vom Verf. gefundenen Werte für ε von gleicher Größenordnung.

Ich gehe auf die einzelnen Einwände ein:

1. Das von Herrn Kohlrausch für den Gerdienschen Apparat gegebene Zahlenbeispiel gibt einen Spannungsrückgang von 0,2 Volt/Min. als Wirkung der niedergeschlagenen Substanzen. Der Spannungsverlust bei der Aspiration überhaupt soll dabei 20 Volt/Min. betragen. (Wir wollen davon absehen, daß ein solcher Spannungsrückgang am Gerdienschen Apparat, der bei der gewöhnlichen Aspirationszeit [5 Min.] einen Gesamtrückgang von 100 Volt zur Folge hätte, ganz ungewöhnlich groß ist.) Die

1) K. W. Fritz Kohlrausch, diese Zeitschr. **8**, 656 bis 658, 1907.

2) K. Kurz, diese Zeitschr. **7**, 771—774, 1906; Ber. d. D. Phys. Ges. **8**, 459—467, 1906.

1) K. Kurz, Die Beeinflussung der Ergebnisse luftelektrischer Messungen durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre; Dissertation, Gießen 1907; Ann. d. Phys. IV. **24**, 890—930, 1907; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.

2) K. W. Fritz Kohlrausch, Wien. Ber. **115** (IIa), 1263—1268, 1906.

3) Diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.

4) Dissertation S. 65; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.

niedergeschlagene Menge ist berechnet als $M = \frac{\varepsilon \Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$. Für ε ist gesetzt 10^{-5}. Nimmt man den aus obigen Gründen korrigierten Wert $4{,}2 \cdot 10^{-5}$, so kommt man zu einem Spannungsrückgang von $0{,}2 \times \frac{4{,}2}{2} = 0{,}42$ Volt/Min. Es ist hier folgendes zu beachten, was bei der Berechnung des Herrn Kohlrausch außer acht gelassen ist: Ist ε der Sättigungsstrom, den die in einem m^3 Luft frei fliegenden Induktionen zu liefern imstande sind, so ist $\frac{\varepsilon}{2}$ der Sättigungsstrom, den sie im Gerdienschen Kondensator verursachen, nachdem sie auf dem Zerstreuungskörper niedergeschlagen sind. Denn nun kommen nur noch 50 Proz. der gesamten ausgehenden Strahlung für die Ionisation der Luft in Betracht; die übrigen 50 Proz. dringen in das Metall ein.

Herr Kohlrausch rechnet dann unter der Annahme, daß nach der Aspirationsdauer von 5 Min. 12 Proz. der erhältlichen Induktionsmenge abgefangen sind. Aus Fig. 11 meiner Dissertation und Fig. 3 der Arbeit Phys. Zs. **9**, 177—184, 1908 geht jedoch hervor, daß bei den radioaktiven Substanzen der Atmosphäre nach 5 Min. 27,8 Proz. des erhältlichen Maximalgehaltes vorhanden sind. Dies führt zu einem Spannungsrückgang von $\frac{0{,}42 \cdot 27{,}8}{12} = 0{,}97$ Volt/Min., statt dem von Herrn Kohlrausch angegebenen von 0,2 Volt/Min. Dies aber bedeutet offenbar selbst bei einem Gesamtspannungsrückgang von 20 Volt/Min. eine recht merkliche Beeinflussung.

2. Für den Ebertschen Apparat soll nach Kohlrausch die Wirkung der radioaktiven Stoffe noch geringer sein. Es läßt sich jedoch auch hier an den von Herrn Kohlrausch angegebenen Zahlen direkt zeigen, daß die Beeinflussung von der Größenordnung ist, wie sie von mir gefunden wurde. Die radioaktiven Stoffe bewirken nach Kohlrausch im Ebertschen Apparat einen Spannungsrückgang von 0,012 Volt/Min. Diese gegenüber den Werten am Gerdienschen Apparat allerdings sehr kleine Zahl beweist aber doch nur dann etwas, wenn man ihr den durch die Ionen bei der Aspiration bewirkten Spannungsrückgang gegenüberstellt. Das ist hier nicht geschehen. Nehmen wir Beispiel 1 der in meiner Dissertation S. 26 gegebenen Ionenzählungen, so erhalten wir bei einer Ionenzahl von 641 im cm^3 einen Spannungsrückgang von nur 0,27 Volt/Min. Man sieht, wie die Wirkung der radioaktiven Substanzen mit 0,012 Volt/Min. nun bereits sehr in Betracht kommt und zwar mit ca. 4 Proz.

3. Berücksichtigt man jedoch weiter, daß wieder wie oben 1. ein anderer Wert für ε zu setzen ist, daß 2. nach 15 Min. Aspirationsdauer nicht 30 Proz., sondern 42,7 Proz. der erhältlichen Induktionsmenge abgefangen sind, nimmt man 3. mit Herrn Kohlrausch eine normale Ionenzahl von 1000 Ionen im cm^3 an, so kommt man zu folgenden Verhältnissen:

Spannungsrückgang am Ebertschen Apparat durch die eingesaugten Ionen der Atmosphäre . . . . 0,422 Volt/Min.
Spannungsrückgang durch die abgelagerten radioaktiven Substanzen . . . . 0,039 Volt/Min.

So würde man an der Hand der von Herrn Kohlrausch angegebenen Zahlenwerte bei diesem Beispiele zu einer Beeinflussung des Resultats von ca. 8 Proz. kommen. Die von mir in Gießen gefundene Beeinflussung[1]) betrug im Mittel 4 Proz.

Beim Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat wird von Herrn Kohlrausch kein Zahlenbeispiel angeführt. Ich kann daher auf die von mir gefundenen Zahlenwerte verweisen.[2])

4. Herr Kohlrausch folgert dann weiter, daß die besprochene Beeinflussung der Resultate beim Ebertschen und beim Gerdienschen Apparat sowohl bei positiv als auch bei negativ geladenem Zerstreuungskörper statthaben müsse, da beide Apparate Röhrenkondensatoren verwenden. „. . . mag die innere Elektrode positiv oder negativ geladen sein, Induktion wird in beiden Fällen abgefangen, das eine Mal von der Wand, das andere Mal von der inneren Elektrode."[3]) Vom Verf. ist bisher nur der Niederschlag auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper nachgewiesen worden; doch sind Versuche im Gange, welche eine eventuelle Ablagerung von radioaktiven Substanzen auf der äußeren Kondensatorwand bei positiv geladenem Zerstreuungskörper klarlegen sollen. Jedenfalls gilt die Folgerung, daß eine Beeinflussung der Resultate bei negativ und bei positiv geladenem Zerstreuungskörper statthaben müsse, nicht für den Gerdienschen Aspirationsapparat, sondern nur für den Ebertschen. Der Grund liegt in den Dimensionen der Apparate und der Reichweite der für die Ionisation in Betracht kommenden α-Strahlen. Dies ist aus folgendem ersichtlich:

Fig. 1 gibt schematisch einen Längsschnitt durch den Kondensatorraum des Gerdienschen Apparates und zwar lediglich durch den hier in Betracht kommenden Teil. $A_1 A_2 A_3 A_4$ ist der äußere Zylinder mit einer lichten Weite

1) Dissertation S. 34; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.
2) Dissertation S. 19: Ann. d. Phys. IV. **24**, 908, 1907.
3) K. W. Fritz Kohlrausch, l. c., S. 657.

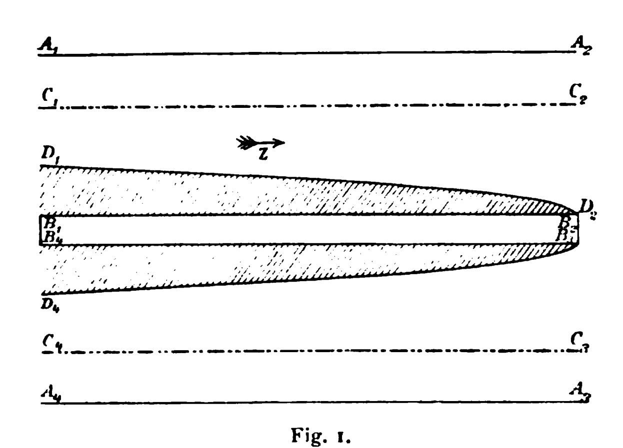


Fig. 1.

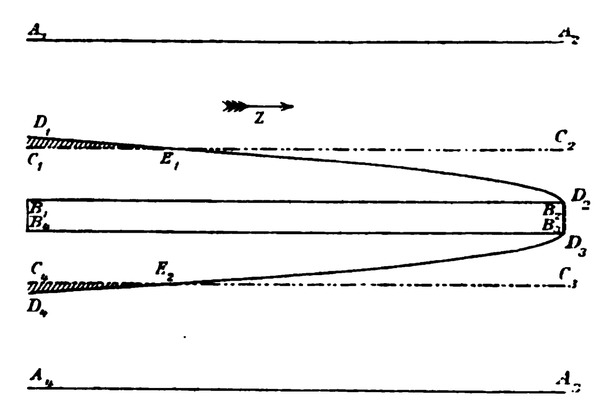


Fig. 2.

von 15,7 cm, $B_1 B_2 B_3 B_4$ der Innenzylinder (Zerstreuungskörper) mit einem Durchmesser von 1,4 cm. Der Innenzylinder soll negativ geladen sein. Die sich bei der Aspiration auf ihm ansammelnden radioaktiven Substanzen bestehen beim Absetzen im wesentlichen aus *RaA*. Die dabei von $B_1 B_2 B_3 B_4$ ausgehende Ionisation wird also zum weitaus größten Teil bewirkt durch α-Strahlen von *RaA*. Letzteren kommt eine Reichweite zu von 4,8 cm [1]), d. h. ein von dem Zylinder $B_1 B_2 B_3 B_4$ ausgehendes α-Teilchen vermag auf einer Wegstrecke von 4,8 cm ionisierend zu wirken. Danach ist $C_1 C_2 C_3 C_4$ der Raum, in dem die auf $B_1 B_2 B_3 B_4$ abgelagerten Substanzen ionisierend zu wirken vermögen. Nehmen wir, wie in dem von Herrn Kohlrausch gegebenen Beispiel, in dem Aspirationsapparat eine Luftgeschwindigkeit von 3 m/sec an, weiter eine Beweglichkeit der positiven Ionen von 1,3 cm sec/Volt/cm, so gibt $D_1 D_2 D_3 D_4$ den Raum, aus dem positive Ionen, die innerhalb des Kondensators entstanden sind [2]), noch auf den Zerstreuungskörper $B_1 B_2 B_3 B_4$ treffen können. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Ladung des Innenzylinders —150 Volt betrage und die Luftbewegung in der Richtung des Pfeiles Z erfolge. Die schraffierten Partieen können dann ein relatives Vergleichmaß geben für die Beeinflussung durch die abgelagerten radioaktiven Substanzen.

Fig. 2 gibt die entsprechenden Verhältnisse bei positiv geladenem Zerstreuungskörper. Da sich nun die radioaktiven Substanzen an der äußeren Zylinderwand $A_1 A_2 A_3 A_4$ absetzen, so repräsentiert nun $A_1 A_2 C_2 C_1$ und $C_4 C_3 A_3 A_4$ den Raum, innerhalb dessen diese Substanzen ionisierend zu wirken vermögen. $D_1 D_2 D_3 D_4$ ist wieder wie in Fig. 1 der Raum, aus dem heraus Ionen, die innerhalb des Kondensators entstehen, noch auf den Zerstreuungskörper gelangen können,

1) vgl. Rutherford, Radioaktivität. Deutsche Ausgabe, S. 183.

2) Nur um solche Ionen handelt es sich bei dieser Beeinflussung.

diesmal unter der Annahme der für negative Ionen der Atmosphäre gebräuchlichen Beweglichkeit von 1,6 cm/sec/Volt/cm konstruiert. Die beiden Räumen gemeinsame schraffierte Partie, dargestellt durch $D_1 E C_1$ und $D_4 E_2 C_4$, kann wieder ein Maß geben für die Wirkung der radioaktiven Substanzen. Sie kommt nun nicht mehr in Betracht, da sie gegenüber der Wirkung in Fig. 1, also bei negativ geladenem Zerstreuungskörper, verschwindend klein ist.

Es findet demnach beim Gerdienschen Apparat nur bei negativ geladenem Zerstreuungskörper eine Beeinflussung der Resultate statt. Nur der Anteil der positiven Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit wird zu groß gefunden. — Beim Ebertschen Aspirationsapparat sind die Dimensionen derart, daß die radioaktiven Substanzen ungefähr gleiche Wirkungen hervorrufen, einerlei ob sie auf dem Zerstreuungskörper oder an der Kondensatorwand abgelagert sind. Die Zahl der positiven und die der negativen Ionen wird um denselben, freilich geringen Prozentsatz zu groß gefunden; die Größen $E_+ - E_-$ und $q = E_+/E_-$, welche ein Maß für die Unipolarität geben, werden also bei diesem Apparat nur durch einen Fehler 2. Ordnung geändert. Ein Resultat $E_+ - E_- = 0$ oder $q = E_+/E_- = 1$ ist ja hier wegen des tatsächlichen Überschusses der positiven Ionen über die negativen gar nicht zu erwarten.

5. Die Messungen, die Herr Kohlrausch mit dem Elster-Geitelschen Apparat angestellt hat, zeigen, daß die Abweichungen des an diesem Apparat gefundenen Wertes für q, von der Einheit nicht in der Ablagerung der radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper ihre Ursache haben. Dasselbe zeigten auch die von mir in der Dissertation gegebenen Beispiele.[1]) Da bei diesem Apparat q nicht lediglich der Leitfähigkeit, sondern zum Teil wegen der Partien mit Sättigungsstrom auch den Ionenzahlen parallel geht,

1) vgl. Dissertation S. 19 und Ann. d. Phys. IV, **24**. 908, 1907.

so ist auch hier ein $q=1$ gar nicht zu erwarten. Ändert man den Apparat in die Scheringsche Anordnung[1]) um, so kann man zu $q=1$ kommen[2]), da nun mit freiem Strom gearbeitet wird.

1) H. Schering, Dissertation, Göttingen 1904.
2) K. Kurz, Ann. d. Phys. IV, **24**, 926, 1907.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule. Februar 1908.

(Eingegangen 20. Februar 1908.)

Eine neue Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien.

Von Curt Fischer.

Die Darstellung des magnetischen Feldes mittels Eisenfeilspänen hat infolge ihrer leichten Ausführbarkeit auch für den Unterricht eine größere Bedeutung gewonnen. Von den bisher gemachten Vorschlägen, elektrische Kraftfelder vor Augen zu führen, hat dagegen noch keiner annähernd gleichen Erfolg gehabt. Die besten Resultate werden bei der Suspensionsmethode von Seddig[1]) gewonnen. Aber abgesehen davon, daß jeder Versuch 15—20 Minuten beansprucht und große Sorgfalt erfordert, liegt das Hauptbedenken gegen ihre Verwendbarkeit beim Unterricht darin, das gewonnene Kraftlinienbild einem größeren Hörerkreise zugänglich zu machen. Das Einbauen der elektrischen Apparate in den Projektionsapparat ist für den Lehrer unbequem und macht den Versuch für den Schüler unübersichtlich.

Der Wunsch, auch bei der Behandlung der Elektrizitätslehre im Unterricht von Kraftlinien auszugehen, veranlaßte mich, eine andere Darstellungsweise zu suchen; es ist mir schließlich gelungen, elektrische Kraftfelder auf eine überraschend einfache und sehr genaue Weise anschaulich zu machen. Den Versuchen liegt folgender Gedanke zugrunde.

Um das Feld zweier gleichnamigen oder ungleichnamigen Kugelpole zu veranschaulichen, werden zwei kreisförmige Scheibchen aus Stanniol auf eine Glasplatte geklebt (vgl. Fig. II, 1 u. 2), diese mit der Elektrisiermaschine verbunden und dann ein passendes Pulver aufgestreut, das, den Eisenfeilspänen bei den magnetischen Versuchen entsprechend, sich in der Richtung der elektrischen Kraft anordnet.[2])

Die einfache Versuchsanordnung ist in Fig. I skizziert.

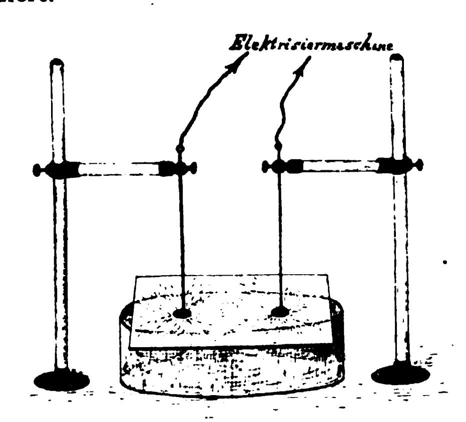


Fig. I.

Von vornherein ist dabei zu erwarten, daß das Pulver aus länglichen Teilchen bestehen muß, und daß diese nicht zu fest auf der Glasplatte aufliegen dürfen. Unter den vielen von mir untersuchten Substanzen eignete sich einigermaßen feingeschnittene Lametta (Christbaumfäden), wenn die einzelnen Teilchen (ca. 1 mm lang) vorher gedrillt sind. Die weitaus besten Bilder aber erzielte ich mit Gips. Größere Gipskristalle wurden in Platten zerschnitten und diese im Mörser zerkleinert. Die meisten der Splitter haben die Form eines langgestreckten schiefwinkeligen Parallelogramms. Am besten stellt man sich wohl von vornherein verschieden feine Sorten Pulver her.

Die Stärke der Felder kann durch Einschalten von Leidener Flaschen oder einfacher durch den Gang der Maschine reguliert werden. Bei zu hoher Spannung werden die Gipsteilchen von den Polen weggeschleudert. Deswegen ist es auch in vielen Fällen anzuraten, daß man die Zuführungen von der Influenzmaschine die Stanniolbelegungen nicht unmittelbar berühren läßt. Auch ist darauf zu achten, daß die Zuführungsdrähte (vgl. Fig. I), die Unterlage der Glasplatte sowie der zur Erschütterung der Platte dienende Holzstab das Feld nicht wesentlich abändern.

Ist die Glasplatte mit den übrigen Vorrichtungen ein für allemal fertig, so dauert die Entwicklung der elektrischen Kraftlinien nicht länger als die der magnetischen. An Genauigkeit kann sich diese Methode mit der von Seddig messen, und die gewonnenen Bilder lassen sich entweder ohne weiteres auf einer dunkeln Unterlage herumreichen, oder, wenn sie im kleinen hergestellt sind, nachträglich in den

1) Ann. d. Phys. **11**, 815, 1903. Daselbst finden sich die Literaturangaben über die übrigen Methoden.
2) Ähnlich verfuhren Robertson (Proc. Roy. Soc. Edinb. **22**, 361, 1898—99) und Stark (nach Angabe von Seddig, l. c.); nur klebten sie die Stanniolpole auf die Unterseite der Glasplatte. Stark verwendete Turmalinpulver (das Gramm kostet 1,10 bis 1,40 M.) und bekam „einigermaßen deutliche" Kraftlinien; das wenig genau definierte Gemenge, welches Robertson empfiehlt, ergibt nach den veröffentlichten Photographien nicht wohl befriedigende Ergebnisse.

Projektionsapparat mit vertikalem Lichtdurchgang einsetzen.

Ebenso wie bei den eben besprochenen bipolaren Feldern (Fig. II, 1 und 2) kann das elektrische Feld eines jeden beliebigen Apparates durch den Versuch ermittelt werden. Der zu untersuchende Apparat wird nach seinen metallischen Teilen durch einen Querschnitt, der aus Stanniol besteht, zur Darstellung gebracht, und diese Stanniolbelegungen entweder positiv oder negativ geladen, oder zur Erde abgeleitet, je nachdem es die Versuchsbedingungen erfordern.[1]) Über die Stanniolbelegungen geben die Fig. II, 1 bis 11 Aufschluß.

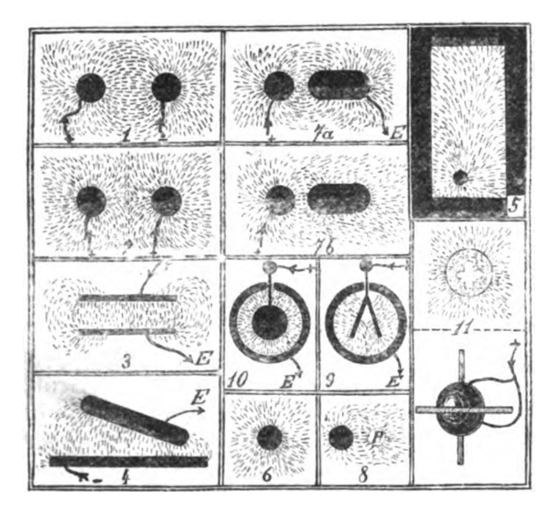


Fig. II.

Fig. 3 stellt einen Plattenkondensator dar, Fig. 4 einen Elektrophor, Fig. 5 das vollständige Feld einer Kugel (die zur Erde abgeleitete Umrandung versinnbildlicht die Zimmerwände), Fig. 6 ein monopolares Feld, Fig. 7a und b die Influenzerscheinungen. Fig. 8 zeigt, wie die Kraftlinien in einen Isolator P (Paraffinfleck) eingezogen werden. Bei dem Elektroskop (Fig. 9) und dem Kugelkondensator resp. der Leidener Flasche (Fig. 10) müssen für genauere Versuche die äußeren Kreise sich etwas über das Glas erheben, damit außerhalb kein Feld auftritt. Fig. 11 zeigt endlich im Längs- und Querschnitt, wie der Satz, daß im Innern eines Leiters kein Feld ist, mit Hilfe zweier Halbkugeln (Blechbüchsen), welche zu beiden Seiten der Glasplatte aufgesetzt werden, veranschaulicht werden kann. Eine beliebige Zeichnung im Pulver bleibt unverändert.

Von wissenschaftlichem Interesse ist noch die Frage, ob die Kraftlinien innerhalb oder außerhalb der Glasplatte für die Entstehung des Kraftfeldbildes ausschlaggebend sind. Im ersteren Falle könnten auch Strömungslinien im Glase in Betracht kommen, da zu den Versuchen gewöhnliches Fensterglas verwendet wurde. Es zeigte sich aber, daß die Kraftfelder auch auf gut isolierendem Glas, auf Hartgummi und auf einer Paraffintafel hergestellt werden können. Andrerseits liegt auch in dem Versuche Fig. 11 der Beweis, daß es sich hier im wesentlichen um Kraftlinien in der Luft handelt.[1])

Inwieweit aber die beschriebene Methode zu messenden Versuchen Verwendung finden kann, habe ich bisher noch nicht untersucht. Für Vorlesungszwecke ist sie bei weitem ausreichend.

An anderm Orte habe ich den Versuch gemacht, unter Anwendung der elektrischen Kraftlinien einen Lehrplan für die Behandlung der Elektrizitätslehre im Experimentalunterricht aufzustellen. Hier sei nur auf den Vorteil hingewiesen, der darin liegt, daß es auf diese Weise möglich wird, die Elektrizität vor dem Magnetismus zu behandeln, während man sich bisher bei den elektrischen Kraftlinien nur auf die Analogie mit den früher behandelten magnetischen Kraftlinien berufen konnte. Die beschriebene Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien erlaubt es, die elektrischen Erscheinungen zuerst für sich zusammenhängend vorzuführen und erst danach auf die magnetischen Vorgänge einzugehen. So allein läßt sich auch die sonst unvermeidliche Trennung des permanenten vom induzierten Magnetismus im Unterricht umgehen.

1) Es versteht sich von selbst, daß die Kraftlinien der Querschnitte sich nicht immer vollständig mit denen der Apparate decken.

1) Die Dielektrizitätskonstante des Glases ist 4 bis 7, die des Paraffins 1,7 bis 2,3 (Kohlrausch, Lehrb. d. pr. Phys. 1901, S. 597.)

Straßburg i. E., Lyzeum, Februar 1908.

(Eingegangen 9. Februar 1908.)

Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion.

Von J. K. A. Wertheim Salomonson.

Im folgenden möchte ich eine Methode beschreiben, die gestattet, die Größe einer Kapazität und einer Selbstinduktion gleichzeitig zu messen und auszudrücken in Widerstand und Zeit.

Die Methode zerfällt in zwei gesonderte Messungen. Bei der ersten Messung wird das Verhältnis von Selbstinduktion und Kapazität ausgedrückt durch das Produkt zweier Widerstände, also:

$$\frac{L}{C} = Rr. \qquad (1)$$

Bei der zweiten Messung wird in dem System, bestehend aus der Selbstinduktion L und der Kapazität C, die Elektrizität in Schwingung versetzt, wobei dieselbe mit der eigenen Frequenz des Systems oszilliert. Die Schwingungsdauer T oder die Frequenz n wird gemessen. Da

$$n=\frac{1}{T}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}}, \tag{2}$$

ergibt sich durch einfache Substitution:

$$L=\frac{T}{4\pi}\sqrt{4Rr-R^2}, \tag{3}$$

$$C=\frac{T}{4\pi}\sqrt{\frac{4}{Rr}-\frac{1}{r^2}}. \tag{4}$$

Es sind also beide Größen, Selbstinduktion und Kapazität, in Zeit- und Widerstandseinheiten ausgedrückt.

Bei der praktischen Ausführung der Methode hält man am besten die beiden Hälften ganz getrennt.

Messung. — Es bestehen verschiedene Methoden, um das Verhältnis der Selbstinduktion und Kapazität durch ein Produkt zweier Widerstände zu messen. Diese sind jedoch alle abgeleitet von der bekannten Maxwellschen Methode, wobei die Selbstinduktion in eine Wheatstonesche Brückenkombination eingeschaltet ist. Ein Kondensator wird parallel ge-

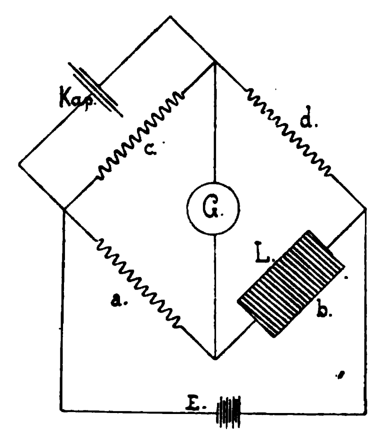


Fig. 1.

schaltet an den Widerstand, der nicht an die Drahtrolle grenzt. Sobald Gleichgewicht in der Brücke besteht bei stationären Strömen und bei Stromesschluß oder Öffnung, ist

$$L=CRr.$$

Diese ursprünglich Maxwellsche Methode ist in verschiedener Weise modifiziert worden, und zwar weil die Einstellung auf Gleichgewicht besondere Schwierigkeiten macht, wenn man nicht über einen Kondensatorsatz verfügt.

Von Rimington sowie von Pirani ist eine Modifikation angegeben, wobei die Kapazität nicht an den ganzen Widerstand des Zweiges angelegt wird, sondern an einen veränderlichen Teil desselben.

Bei einer anderen Modifikation wird in den Zweig b, der die Selbstinduktion enthält, und in den anschließenden Zweig noch je ein Zusatzwiderstand eingeschaltet, und mit einem regulierbaren Nebenschluß der Widerstand von a und b zu gleicher Zeit geändert, ohne daß das Verhältnis von $a:b$ geändert wird.

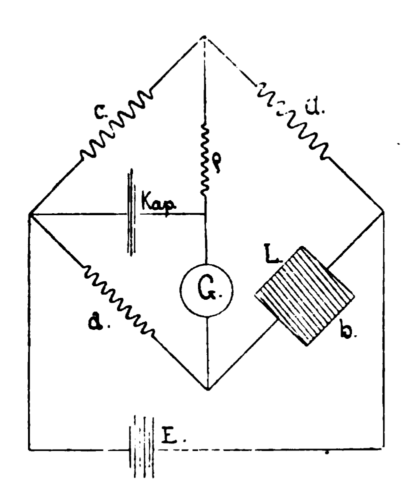


Fig. 2.

Besser als diese Modifikation ist die Andersonsche Methode, wobei ein regulierbarer Widerstand in den Brückenzweig geschaltet ist und der Kondensator an dem Ende des Zweiges c und am Ende des Brückenwiderstandes liegt. Stroud hat bei dieser Brückenanordnung den Stromzeiger und die Batterie vertauscht.

Die Anderson-Stroudsche Methode muß als für unseren Zweck besonders geeignet bezeichnet werden, da dieselbe erlaubt, eine beliebige Selbstinduktion mit einer beliebigen Kapazität zu vergleichen, und weil sie in der Ausführung bedeutend bequemer ist als die übrigen Methoden. —

Als Stromquelle wird man Gleichstrom nehmen können, und als Gleichgewichtsanzeiger ein empfindliches Spiegelgalvanometer. Die Empfindlichkeit kann dann noch außerordentlich gesteigert werden, wenn man sich eines rotierenden Doppelkommutators bedient, der gestattet, den Galvanometerzweig später oder früher als den Batteriekreis zu schließen.

Bei kleineren Selbstinduktionen aus dünnem Draht werden meistens ein kleiner Induktionsapparat als Stromgeber und ein Telephon als Stromzeiger genügende Empfindlichkeit gewähren.

Bei der zweiten Messung wird dieselbe Kapazität und dieselbe Selbstinduktionsrolle, die man bei der ersten Messung gebraucht

hat, wieder verwendet. Man ladet den Kondensator und entladet denselben durch die Selbstinduktionsrolle. Dabei treten im allgemeinen Schwingungen auf, deren Frequenz man nun bestimmen muß.

Mit den jetzigen Hilfsmitteln ist eine genaue unmittelbare Bestimmung nur möglich, wenn die Schwingungsdauer zwischen bestimmten Grenzen liegt. Hierbei kommt praktisch nur eine einzige Methode in Betracht, und zwar die photographische Aufzeichnung und spätere Ausmessung der Schwingungen. Die Feddersensche Methode, wobei eine Funkenstrecke nicht zu umgehen ist, ist naturgemäß nicht zu verwenden, weil eine direkte Widerstandsmessung dabei eo ipso ausgeschlossen ist. Es bleibt also übrig die oszillographische Registrierung. Während diese gewiß mit jedem guten Oszillographen nach der Blondelschen oder Duddellschen Konstruktion geschehen kann, dürfte sich hierzu speziell das Einthovensche Saitengalvanometer eignen. Ich habe mit einem derartigen Instrument die Oszillationen ohne die geringste Schwierigkeit photographiert. Mit einer Silbersaite von 0,02 Millimeter Durchmesser und 5 Centimeter Länge läßt sich eine eigene Schwingungsdauer der Saite von etwa 1500 pro Sekunde erreichen, wobei die Oszillationen durch einen passenden Nebenschluß kritisch gedämpft werden können.

Als Beispiel obiger Methode dürfte folgende Messung gelten.

Die Selbstinduktionsrolle hatte 583 Windungen eines 0,9 Millimeter dicken Drahtes, dessen Durchmesser inklusive der Isolation etwa 2,3 Millimeter betrug. Der mittlere Durchmesser der Rolle betrug etwa 30 cm, die Länge 26,5 cm. Der Widerstand betrug bei $14,5^0$ Celsius 14,04 Ohm.

Der Selbstinduktionskoeffizient wurde verglichen mit einer Kapazität, die aus 3 parallel geschalteten Kondensatorsätzen bestand, und zwar aus einem 12teiligen Satz Edelmannscher Konstruktion mit der nominellen Kapazität 1,110 μF, einem 12teiligen Siemens & Halskeschen Satze mit der nominellen Kapazität 1,000 μF, und einem selbstangefertigten Satz von etwa 1,5 μF. Die Gesamtkapazität betrug demnach etwas mehr als 3,6 μF. Sämtliche Sätze hatten Glimmer als Dielektrikum.

Die erste Messung geschah nach der Andersonschen Methode, wobei b von der Selbstinduktion gebildet war. Die Widerstände der Zweige waren: $a = 1404\ \Omega$, $b = 14,04\ \Omega$, $c = 100\ \Omega$, $d = 10\ \Omega$. Mit Batterie, Galvanometer und rotierendem Kommutator erhielt ich Gleichgewicht, als bei ϱ ein Widerstand von 108,2 Ω eingeschaltet war. Diese Zahl ist der mittlere Wert von 10 Einzelbestimmungen, die jedoch nicht mehr als 0,2 Ohm untereinander differierten.

Hieraus ergibt sich:

$$L = C\{\varrho(a+b) + bc\} = 18114\, C\Omega^2.$$

Der Kondensator wurde jetzt mit einem rotierenden Kommutator regelmäßig mit 8 Volt geladen und durch die Selbstinduktionsrolle entladen, und dabei auch durch einen Schleifdraht von 1 Ω geschickt. Der Schleifdraht war mit einem Schieberkontakt versehen, der mit der Saite des Galvanometers verbunden war, ebenso wie der Anfang des Schleifdrahtes mit dem anderen Ende der Saite verbunden war. Die Saite wurde gespannt, bis die Eigenschwingungsdauer etwa $\frac{1}{1100}$ Sekunde betrug. Nach Einschaltung eines Widerstandes von etwa 0,3 Ω in den Galvanometerkreis waren die Bewegungen der Saite kritisch gedämpft und erhielt ich passende Galvanometerausschläge. Der Gesamtwiderstand des Schwingungskreises wurde jetzt genau gemessen und betrug: $R = 15,47 \cdot \Omega$. Da $L = 18114\, C\, \Omega^2$ war, ist $r = 1172\ \Omega$.

Nachdem der rotierende Kommutator in Gang gesetzt war, wurden die Saitenbewegungen auf einer fallenden photographischen Platte registriert. Dabei wurde zu gleicher Zeit nach der Siegfried Gartenschen Methode ein Koordinatennetz mit photographiert. Die vertikalen Koordinaten wurden erhalten, indem ein Speichenrad mit 20 Speichen von einem Nebenschlußelektrometer etwa 25 mal in der Sekunde umgedreht wurde, und also etwa 500 mal per Sekunde während 0,0002 Sekunden die Lichtzufuhr abschnitt. Die Zeitvermerkung gibt also ungefähr 0,002″ an. Die Umdrehungsgeschwindigkeit wurde kontrolliert und auch annähernd eingestellt mit einem Tachometer. Die genaue Messung geschah jedoch durch graphische Aufzeichnung der Umdrehungen auf berußtem Zylinder, während gleichzeitig Fünftelsekundenmarken mit einem registrierenden Jaquetschen Chronographen vermerkt wurden. Es ergab sich dabei, daß die wirkliche Zeitdauer 0,001996″ betrug, statt 0,002″.

Die erhaltenen Kurven, von denen ich eine reproduziere, wurden bei schwacher Vergrößerung unter dem Mikroskope möglichst genau ausgemessen.

Als mittlerer Wert für die Zeitdauer einer kompletten Oszillation ergab sich $T = 0,003076''$ Sekunde.

Setzen wir die Werte für R, r und T in Formel (3) und (4) ein, dann erhalten wir:

$$L = 0,0658 \text{ Henry}$$

und

$$C = 3,634 \text{ Mikrofarad.}$$

Die verwendeten Kondensatorsätze waren

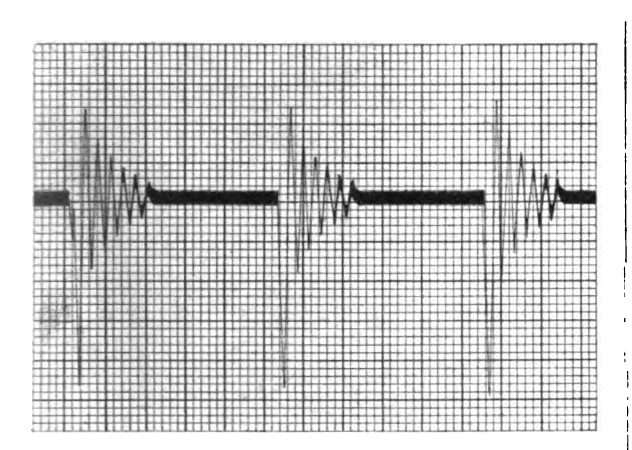


Fig. 3.

früher wiederholt untereinander verglichen worden und dabei fand ich:

für den Edelmannschen Kondensator

1,108 μF,

für den Siemens & Halskeschen Kondensator

1,027 μF,

ür den eigenen Kondensator

1,486 μF.

Zusammen also 3,621 μF. — Es wurde dabei vorausgesetzt, daß der Wert für 0,1 + 0,2 + 0,3 + 0,4, welcher von dem Edelmannschen Institut zu 0,9982 μF bestimmt wurde, richtig war. Bei der absoluten Bestimmung fand ich statt 3,621 μF, 3,634 μF, also eine Übereinstimmung bis auf 3,6 Promille. Da der Gesamtfehler der absoluten Bestimmung von derselben Größenordnung ist, muß die Übereinstimmung als eine genügende bezeichnet werden.

Die praktische Verwendbarkeit der Methode scheint mir hierdurch erwiesen zu sein.

(Eingegangen 8. Februar 1908.)

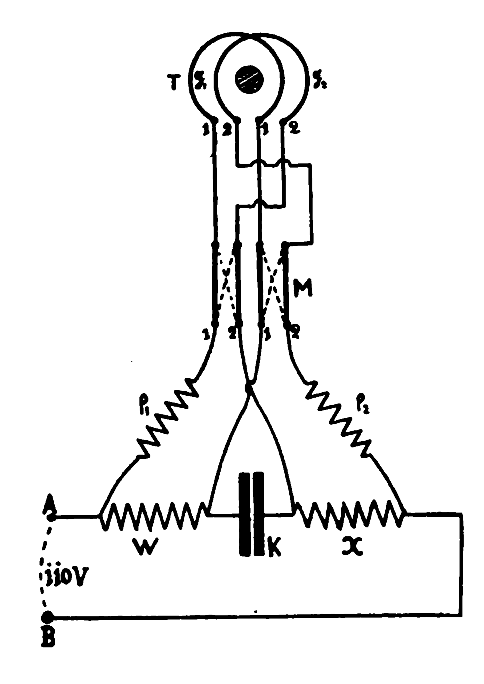
Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differentialtelephons.

Von G. Athanasiadis.

Wir können uns zur Messung der Widerstände durch die Wheatstonesche Brücke mit Hilfe von Telephon des Gleichstromes der Stadtnetze bedienen, welcher Strom von Gleichstrommaschinen herrührt.[1]) Ebenfalls kann die Messung eines Widerstandes vorgenommen werden durch Einsetzung eines Differentialtelephons anstatt des Differentialgalvanometers.[2])

Wenn wir nun nach der Methode von Heaviside einen Widerstand messen wollen, so können wir auch Wechselstrom anstatt Gleichstromes benutzen, indem wir das Differentialgalvanometer durch ein Differentialtelephon ersetzen; als Wechselstrom bedienen wir uns wieder des durch Einschalten eines Kondensators geänderten Gleichstromes eines Stadtnetzes.[1]) Wir messen auf diese Weise zum Beispiel den Widerstand X eines Elektrolyts oder eines induktionsfreien Metalleiters, indem wir diesen Widerstand W an einen bekannten induktionsfreien Widerstand hintereinander schalten, und ihn mit dem letzteren vergleichen. Die eine Spule 1,1 des Differentialtelephons legen wir mit W, die andere 2,2 mit X in Nebenschluß, so daß sie in jedem Augenblicke von entgegengesetzten Strömen durchlaufen werden.

Nach dem Hintereinanderschalten von X und W unterbrechen wir mittels eines Kon-



densators K von 1 bis 2 Mikrofarad den Stromkreis. Die Klemmen A und B schalten wir an einen Gleichstromstadtleiter von 110 bis 220 Volt Potentialdifferenz ein, und ändern dabei den Widerstand W, bis wir durchs Telephon T keinen Ton mehr vernehmen.

An die Spulenabzweigungen schalten wir gleiche induktionsfreie Widerstände ϱ_1 und ϱ_2 von 300 bis 500 Ohm, oder auch zwei Glühlampen von genau gleichem Widerstande ein.

Wenn wir nun die Anordnung so treffen, daß $g_1 + \varrho_1$ gleich $\varrho_2 + g_2$ wird, und die Spulen durch entsprechende Wicklung denselben Selbstinduktionskoeffizienten erhalten, muß auch X gleich W sein. Die Ungleichheit der Widerstände $\varrho_1 + g_1$ und $\varrho_2 + g_2$ bewirkt ungenaue

1) G. Athanasiadis, Ann. d. Phys. **23**, 4, 1907.
2) G. Athanasiadis, Journ. de Phys. **6**, Nov. 1907.

1) Ann. d. Phys. **23**, 4, 1907.

Resultate; wir können uns in diesem Falle nicht auf die bekannte, für Gleichstrom und Differentialgalvanometer gültige Relation $W : X = (\varrho_1 + g_1) : (\varrho_2 + g_2)$ berufen, da in unserer Methode die Selbstinduktion der Telephonspulen dieses Verhältnis aufheben würde.

Eine größere Genauigkeit in dem Werte von X erhalten wir, wenn wir mittels eines Kommutators M die Schaltungen in dem Sinne umändern, daß um die Spule 1,1 mit X die Spule 2,2 mit W geschuntet wird; nehmen wir W_1 den Wert von W vor, und W_2 denjenigen nach der Umschaltung, so haben wir $X = \frac{1}{2}(W_1 + W_2)$.

Zu unserer Methode können wir die Telephonanordnung von Federico[1]), oder von W. Duane und C. Lory[2]), oder auch ein gewöhnliches Ader-Telephon gebrauchen, mit zwei gleichen und voneinander gut isolierten parallelen Wicklungen.

Unsere Methode gewährt eine genügende Genauigkeit für nicht zu große Widerstände, etwa bis zu 1000 Ohm. Wir können schließlich zu dieser Messung auch Wechselströme von Induktionsspulen benutzen, wie bei der Methode von Kohlrausch. Ein Vorteil in unserer Anordnung liegt darin, daß wir uns unmittelbar eines Stadtgleichstromes bedienen können, und zwar ohne Induktorium, und unter eine Potentialdifferenz von 110 Volt und mehr.

1) R. Federico, Il Nuovo Cimento, 4. Ser., t. VI. 1897.
2) W. Duane and C. Lory, The Physical review. S. 275—279, 1905.

Athen, 26. Januar 1908.

(Eingegangen 1. Februar 1908.)

Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil.

Von J. J. Taudin Chabot.

Als erforderlich für die Drehbarkeit der Leiterspule eines Erdinduktors — bzw. einer elektromagnetischen Induktionsmaschine überhaupt — in fortgesetzt die gleiche Richtung, gelten Schleifkontakte an den beiden Übergangsstellen zwischen drehendem und ruhendem Teil des Stromkreises.

Daß wir uns hier trotz aller dementsprechend bekannt gewordenen Konstruktionen nicht einer unerläßlichen Vorbedingung gegenüber befinden, mag nachfolgend beschriebene Ausführungsform dartun.

Die Leiterspule a lagert, drehbar um eine Achse y, in dem hölzernen Rippenrahmen b, drehbar seinerseits um eine Achse x, normal zu y, im festen Holzrahmen c, der die Antriebsvorrichtung d trägt, wobei durchgehends Bronzekugellager Verwendung fanden. Es zeigen: Fig. 1

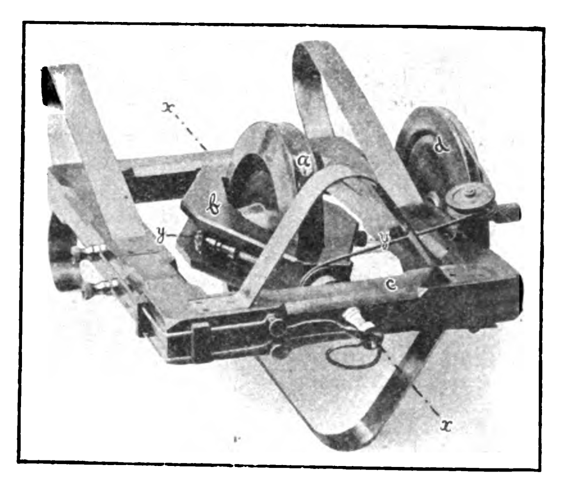


Fig. 1.

das Instrument mit horizontaler Achse x zwecks Induzierung durch das erdmagnetische Totalfeld oder durch dessen Vertikalkomponente allein, je nachdem x erdmagnetisch transversal oder longitudinal sich erstreckt, Fig. 2 dasselbe mit vertikaler Achse x zwecks Induzierung durch die erdmagnetische Horizontalkomponente, Fig. 3 den Bau des ununterbrochenen Leiterwegs zwischen ruhendem und drehendem Stromkreisteil.

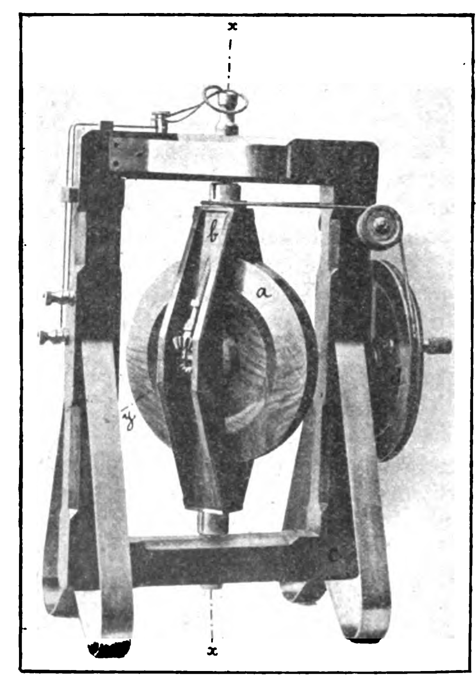


Fig. 2.

Wie erwähnt, dreht sich Leiterspule a um Achse y: die betreffende Messingwelle ist dabei

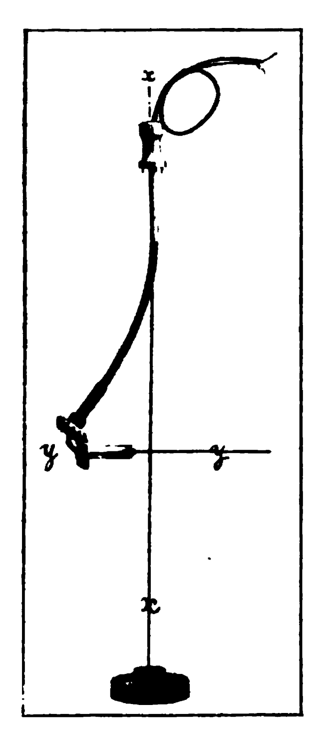


Fig. 3.

hohl und schließt ab nach einer Seite mit einem konischen Zahnrad, eingreifend in das identische Exemplar am nächstliegenden Ende einer als bronzedrahtumflochtener Metallschlauch biegsam sich gebenden weiteren Hohlwelle, deren anderes Ende unbeweglich im Lagerrahmen c befestigt ist. Auf jede Umdrehung des Rahmens b um Achse x entfällt daher eine ebensolche der Spule a um Achse y, derart, daß die Leiterbewicklung der Spule nun ohne weiteres vermittels eines durch beide Hohlwellen geführten biegsamen Kabels an den ruhenden Stromweg geschlossen werden kann.

Es kam hier ein konzentrisches Doppelkabel spezieller Konstruktion zur Anwendung: als Kern wurde ein Leiter geflochten aus vier durch Zusammendrehen von je acht Büscheln sehr feinen ($d = 0{,}04$ mm) weichen Kupferdrahts gewonnenen Strähnen, die einem aus 78 solcher Büscheln zusammengesetztem Kupferseil von 3 mm^2 Leiterquerschnitt entnommen waren, durch spiralige Umwicklung mit wachsgetränktem Tafetband isoliert, hierüber ein ebensolches zweites vierteiliges Kupfergeflecht gelegt, dieses mit zwei entgegengesetzt gewickelten Bandisolationen umgeben und schließlich das Ganze in eine Baumwolle-Umflechtung eingezogen; der Außendurchmesser des Kabels betrug nunmehr rund 5 mm, der Leiterquerschnitt eines jeden der beiden konzentrischen Stromwege

$$4 \times 8 \times \frac{3}{78} \text{ mm}^2 = 1{,}23 \text{ mm}^2.$$

Die Induktorspule trägt, in einem quadratischen Wickelraum von 21 mm Seitenlänge, $N = 290$ Windungen mit $D = 25$ cm mittlerem Durchmesser eines isolierten runden Kupferdrahtes von 1,13 mm^2 Leiterquerschnitt und 3,2 Ohm Gesamtwiderstand. Dementsprechend resultiert eine mittlere elektromotorische Kraft $E = \pi \cdot 10^{-8} ND^2 TF$ Volt $= 5698 \cdot 10^{-6} TF$ Volt, wenn T die Umdrehungszahl pro Sekunde bedeutet und F die magnetische Feldstärke, hier also erdmagnetische Total-, Vertikal- oder Horizontalintensität am Beobachtungsort. Das ausgeführte Modell gestattet im Handbetrieb, den Wert $T = 5$ zu erreichen, wobei eine Drosselwirkung durch Selbstinduktion der ziemlich weit gewickelten Induktorspule noch nicht nennenswert eintritt.

Zusammenschaltung von mehreren dieser Induktoren mit verschieden gerichteten Achsen ist, wie ersichtlich, in einfachster Weise möglich, daher auch die Bestimmung des Verhältnisses der magnetischen Teilfelder unter sich, bezw. zum Gesamtfeld, der Inklination etc. Eine eigenartige Anordnung entsteht, wenn die mittlere Windungsebene der Induktorspule statt normal zur Achse y ihr parallel gelegt wird.

Zu allen Bestimmungen mit dem Erdinduktor nach einer Nullmethode (Einstellung auf Verschwinden des induzierten Stromes) verwendet man zweckmäßigst ein Resonanzinstrument (Saitenrheometer oder dergleichen) als Indikator, dessen Eigenfrequenz innerhalb des jeweiligen Tourenzahlbereichs des Erdinduktors liegt, unter Berücksichtigung eventuell noch der elektromagnetischen Konstanten des Gesamtkreises; es bedeutet solches eine ganz enorme Steigerung der Wahrnehmungsschärfe. Beispielsweise gestattet die Verwendung eines derartigen Indikators, der auf $\mathfrak{J} = 10^{-12}$ Ampere anspricht, im Gesamtleiterkreise von $W = 10^4$ Ohm Widerstand, bei $60\,T = 105$ Umdrehungen beschriebenen Induktorspule pro Minute, den jeweils sofortigen Nachweis eines wirksamen Magnetfeldes $F = \frac{10^6 \mathfrak{J} W}{5698\, T} = 10^{-6}$ Gauß, wie es in die Erscheinung tritt schon bei einer Abweichung der Drehachse x des Erdinduktors von der erdmagnetischen Feldachse, deren Winkelwert so klein ist, daß kaum mehr der Astronom (selbst mittels des optischen Kunstgriffs der Lichtwelleninterferenz) ihn messen würde, wenn anders entsprechend spielfreie Achsenlagerungen möglich wären.

Der Bau des Instrumentes gab nebenbei Gelegenheit, sich ein im allgemeinen recht günstiges Urteil zu bilden über die Arbeitsgenauigkeit heutiger mechanischer und maschineller Werkstätten, nachdem trotz notwendigem Bezug so mancher Teile aus den verschieden-

sten Quellen, deren nachträgliche Zusammenpassung in vorgesehener Weise jeweils gut vonstatten ging.[1])

1) Es waren an der Ausführung beteiligt die Firmen: Gebr. Blanz in Stuttgart für verschiedene Einzelheiten und die Fertigstellung im ganzen; C. & E. Fein in Stuttgart für die Holzrahmen *b* und *c*, sowie die Leiterbewicklung der Spule *a*; Deutsche Gußstahlkugel- und Maschinenfabrik in Schweinfurt für die Bronzekugeln und -kugellager; Ad. Höhnle in Stuttgart für die Holzspule *a*; Metallschlauchsyndikat in Pforzheim für die biegsame Bronzehohlwelle; Ernst Preyß in Stuttgart für die starren Messinghohlwellen und -kugellagerfassungen; Friedr. Stolzenberg in Reinickendorf für die konischen Messingzahnräder.

Degerloch (Württemberg), 13. Februar 1908.

(Eingegangen 15. Februar 1908.)

Entgegengesetztes Verhalten des Selens.

Von Chr. Ries.

Die Abhandlung von Schrott „Das elektrische Verhalten der allotropen Selenmodifikationen unter dem Einfluß von Wärme und Licht"[1]) enthält zwei Behauptungen, mit denen ich die neuesten Versuchsergebnisse unmöglich in Einklang bringen kann.

I.

Ich will hier die einschlägige Literatur vorausschicken: Siemens[2]) unterscheidet drei Formen des graukristallinischen Selens:

1. Amorphes Selen durch Erhitzen auf 100° C in kristallinisches umgewandelt. Modifikation I.
2. Amorphes Selen durch lang dauerndes Erhitzen auf 200—210° C kristallisiert. Modifikation II.
3. Geschmolzenes Selen durch langes Erhitzen auf ca. 200° C in den kristallinischen Zustand übergeführt. Modifikation III.

Modifikation I und III haben nach Siemens einen negativen Temperaturkoeffizienten, Modifikation II dagegen einen positiven, d. h. sie verhält sich wie Metall. Dieses metallische Selen scheint bei Temperaturen unter 200° nicht stabil zu sein, sondern sich bei gewöhnlicher Temperatur in die Modifikation I zurückzuverwandeln bis auf einen Rest. Abkühlung des Selens unter —15° soll die Modifikation II vollständig in Modifikation I umwandeln, d. h. den positiven Temperaturkoeffizienten aufheben.

1) Schrott, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Juli 1906 diese Zeitschr. **8**, 42, 1907.

2) Siemens, Berl. Sitzungsber. Akad. 1876, S. 95 und 1877 S. 299; Pogg. Ann. d. Phys. **159**, 117, 1876; Wied. Ann. d. Phys. **2**, 521, 1877.

Meine[1]) Versuche haben ergeben, daß der positive Temperaturkoeffizient im Selen innerhalb gewisser Grenzen auftritt. Das Maximum des Widerstandes (Umkehrpunkt) liegt um so höher, je länger die Dauer der Erwärmung und je näher dem Schmelzpunkt die Erhitzungstemperatur lag. Auch kurz dauernde Erhitzung bis unmittelbar vor den Schmelzpunkt (bis schwache Zeichen des Schmelzens auftreten) ist sehr vorteilhaft. Diese Abhängigkeit des Auftretens des positiven Temperaturkoeffizienten von der Erhitzung zeigt sich nicht bloß während der Abkühlung des Präparats, sondern insbesondere auch beim abgekühlten Selen. Die Stabilität des positiven Temperaturkoeffizienten ist in gleicher Weise von der Erhitzung abhängig. Erwärmung auf möglichst hoher Temperatur liefert Elemente, deren Maxima und Minima sich schon wenige Tage nach der Abkühlung sehr konstant zeigen, so daß größere Temperaturwechsel keinen wesentlichen Einfluß mehr auszuüben vermögen. Dagegen bildet sich bei Selen, das nur kurze Zeit auf niedriger Temperatur von ca. 200° erwärmt wurde, der metallische Zustand schon bei der Abkühlung oder nach kurzer Zeit in die Modifikation I zurück. Wird ein mehrere Stunden lang auf sehr hoher Temperatur erhitztes Präparat rasch auf die Zimmertemperatur abgekühlt, so sinkt sein Widerstand auf einen auffallend niedrigen Wert herab, um nachher wieder langsam zu steigen.

Nach Marc[2]) ist die beim Erwärmen zuerst entstehende Form des grauen kristallinischen Selens labil und geht beim Erhitzen auf ca. 200° in eine stabilere Form über. Diese ist zweifellos nicht einheitlich, sondern vermutlich eine feste Lösung zweier im verschiebbaren Gleichgewicht sich befindenden Formen. Vollständig umgewandeltes Selen, welches ca. 2 Tage auf 200° erhalten worden war, zeigt bei rascher Abkühlung bis Zimmertemperatur eine beständige bedeutende Widerstandsabnahme; bei langsamer Abkühlung dagegen erfolgt erst Widerstandsabnahme, dann Zunahme. Dieses Minimum des Widerstandes tritt um so schärfer und früher auf, je größer der Oxydgehalt der Präparate ist. Man kann daher bei dem auf 200° umgewandelten Selen positive und negative Temperaturkoeffizienten und Minima und Maxima beobachten, je nachdem die Kristallisation eine vollständige oder unvollständige war, je nachdem, ob die Präparate rein oder

1) Chr. Ries, Diss. Erlangen 1902, S. 14—24; Beibl. Ann. d. Phys. 1903, S. 1101; diese Zeitschr. **9**, 164, 1908.

2) Marc, Zeitschr. für anorg. Chemie **37**, 450, 1903 und **48**, 393, 1906; Berichte der deutsch. chem. Ges. **39**, S. 697; Die phys. chem. Eigenschaften des Selens, Voß, Hamburg, 1907.

katalysatorhaltig sind, je nachdem, wieweit sich die Form bei Zimmertemperatur schon umgewandelt.

Schrott findet ebenfalls, daß amorphes Selen nur bei lange dauernder Erhitzung über 200° innerhalb gewisser Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes erhält (S. 39). Das aus Schwefelkohlenstoff kristallisierte und das durch längeres Stehenlassen in Chinolin kristallinisch gemachte Selen zeigen besondere Neigung, metallisch leitendes Selen zu bilden, indem sie schon bei kurzer Erhitzung über 200° innerhalb weiter Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes erhalten. Die durch Erhitzen des amorphen Selens gewonnenen Modifikationen sind nicht stabil, da sich im Laufe der Zeit Modifikation II in I zurückbildet. Die Siemenssche Modifikation III zeigt das gleiche Verhalten wie Modifikation I.

Ich möchte dazu folgendes bemerken: Daß die durch Erhitzen des amorphen Selens gewonnene Modifikation II in hohem Grade labil sei, schließt Schrott fast nur aus dem Verhalten, das die Selenpräparate bei ihrer Abkühlung von der Erhitzungstemperatur auf die Zimmertemperatur und umgekehrt zeigen; es scheinen ihn zu diesem Schluß wohl die Schwankungen veranlaßt zu haben, denen das Maximum des Widerstandes bei verschiedenen, aufeinander folgenden Erwärmungen und Abkühlungen unterworfen ist. Meine Versuche zeigen deutlich, daß bei jedem Erhitzungsprozeß das Maximum des Widerstandes bei der Erwärmung regelmäßig höher liegt als bei der nachfolgenden Abkühlung. (Vielleicht hat das seinen Grund in der Wärmekapazität des Selens.) Durch die bei den Prüfungen beständig wiederkehrende Erwärmung auf hohe Temperaturen treten auch immer neue molekulare Änderungen in der Selenmodifikation ein und der Wendepunkt wird bei der folgenden Prüfung natürlich wieder eine andere Lage haben. Wir müssen daher den positiven Temperaturkoeffizienten innerhalb der Temperaturgrenzen beobachten, innerhalb deren keine Neukristallisation bzw. molekulare Umwandlung durch die Temperaturänderung vorkommt, d. h. unterhalb 90° C. Das Maximum des Widerstandes sinkt bei der Abkühlung regelmäßig, nimmt aber schon nach wenigen Tagen einen konstanten Wert an, vorausgesetzt, daß das Präparat auf möglichst hoher Temperatur erhitzt war. Selen mit nur positivem Temperaturkoeffizienten herzustellen, gelingt wohl kaum.

Eines meiner Selenpräparate, das ein Maximum des Widerstandes bei + 23° vor mehr als 6 Jahren aufwies, ist innerhalb dieser Zeit wiederholt auf — 30° bis + 70° C gebracht worden, ohne daß sich das Maximum auch nur um einen Grad verschoben hätte. Bei diesen Temperaturen ist eben eine Umwandlung der Selenmodifikation nicht möglich, daher zeigt sich das Element konstant. Da Schrott selbst gefunden, daß eine Abkühlung bis — 63° auf sein aus Schwefelkohlenstoff kristallisiertes und auf 215° erhitztes Selenelement keinen besonderen Einfluß hatte, so ist zu erwarten, daß eine stärkere Temperaturerniedrigung auf Selenzellen, deren positiver Temperaturkoeffizient einmal einen konstanten Wert angenommen hat, keinen wesentlichen Einfluß mehr ausübt. Ich komme daher zu dem Schlusse:

Erhitzt man amorphes Selen ohne Unterbrechung bis kurz vor den Schmelzpunkt, so zeigt es je nach der Dauer der Erhitzung und Art der Abkühlung innerhalb mehr oder weniger weiter Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes. Dieser ist zwar während der Abkühlung und auch noch kurz nach derselben labil, doch zeigen sich schon nach wenigen Tagen die Wendepunkte (Maxima und Minima) konstant, so daß sie auch durch größere Temperaturschwankungen unterhalb 90° nicht beeinflußt werden.

II.

Schrott behauptet, der Träger der Lichtempfindlichkeit ist das metallische Selen. Gerade das Gegenteil, möchte ich fast sagen, folgt aus neueren Versuchsergebnissen. Erwärmt man amorphes Selen mäßig rasch der Reihe nach auf 170°, 180°, 190°, 195°, 200°, 210° und kühlt bei jedem Versuch langsam ab, so zeigt sich eine beständige Zunahme der Lichtempfindlichkeit bis 195°, von da an eine deutliche, rasche Abnahme derselben. Die Empfindlichkeit erreicht also ihr Maximum bei einer Temperatur, welche noch keinen positiven Temperaturkoeffizienten bzw. noch kein metallisches Selen bildet. Wird aber die Temperatur von 200° erreicht, bei der die Umwandlung von Modifikation I in II beginnt, so erfolgt sofort eine rasche Abnahme der Empfindlichkeit bis zum Schmelzpunkt. War bei dem eben beschriebenen Versuch die Abkühlung nicht langsam sondern rasch, so tritt zwar diese Abnahme der Lichtempfindlichkeit über 195° momentan nicht ein, aber schon nach wenigen Tagen sinkt die Empfindlichkeit unter die bei 195° erhaltene herab.

Rasche Empfindlichkeit vermag also im zweiten Fall dem über 195° erwärmten Selen die hohe Empfindlichkeit noch momentan zu erhalten, unter 200° fördert rasche Abkühlung in allen Fällen die Lichtempfindlichkeit; auf den positiven Temperaturkoeffizienten aber, der bei 200° und darüber entsteht, hat rasche

Abkühlung einen ungünstigen Einfluß, indem sie das Maximum des Widerstandes herabdrückt. Ferner hat lange Erwärmung auf Temperaturen unter 200⁰ eine Zunahme der Lichtempfindlichkeit zur Folge, über 200⁰ dagegen bewirkt sie eher eine Abnahme derselben. Also lauter Gegensätze!

Nun gibt es aber noch eine andere Lichtempfindlichkeit des Selens. Siemens hat zuerst gefunden, daß das über 200⁰ erwärmte Selen im abgekühlten Zustand eine starke Widerstandsabnahme bei Belichtung mit darauffolgender langsamer Zunahme desselben erleidet (Ermüdung des Selens). Kalischer[1]) beobachtete bei starker Beleuchtung eine momentane kleine Abnahme des Widerstandes und unmittelbar darauf Zunahme desselben über den Dunkelwiderstand hinaus; schwächere Beleuchtung hatte sofortige Zunahme des Widerstandes zur Folge. Dieses sonderbare Verhalten des Selens hat nun Schrott aufgeklärt und nachgewiesen, daß die von Kalischer beobachtete Erscheinung identisch ist mit der von Siemens festgestellten; beide unterscheiden sich nur durch die Größe der Widerstandszunahme. Er nennt dieses Verhalten Lichtempfindlichkeit II. Art oder negative Lichtempfindlichkeit. Dieselbe ist nach Schrott bedingt durch Erhitzung über 200⁰. Das über 200⁰ erhitzte Selen zeigt bei der Abkühlung Lichtempfindlichkeit II. Art und in vielen Fällen eine sofortige Vergrößerung des Widerstandes bei Belichtung innerhalb weiter oder enger Temperaturgrenzen.

Die negative Lichtempfindlichkeit und der positive Temperaturkoeffizient zeigen das gleiche Verhalten; sie sind durch Erhitzung über 200⁰ bedingt, unterliegen stets Schwankungen bei der natürlichen Abkühlung und existieren nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen. Es sind dies also zwei gleichartige Erscheinungen. Diejenige Temperatur, bei der das metallische Selen entsteht, setzt die Lichtempfindlichkeit I. Art herab und verleiht dem Selen allmählich die entgegengesetzte Eigenschaft; mit dem Auftreten des metallischen Selens ist ein Rückgang der Lichtempfindlichkeit I. Art verbunden. Es kann daher unmöglich das metallische Selen der Träger der positiven Lichtempfindlichkeit sein. Je mehr die metallische Modifikation durchgebildet ist, desto größer müßte doch dann auch die positive Lichtempfindlichkeit sein. Das metallische Selen könnte höchstens der Träger der negativen Lichtempfindlichkeit sein, was aber Schrott nicht gelten läßt, da Selen mit Lichtempfindlichkeit II. Art häufig negativen Temperaturkoeffizienten besitzt. Wenn nun auch Lichtempfindlichkeit II. Art und positiver Temperaturkoeffizient nicht immer vereint vorkommen, so haben sie doch eine gemeinsame Ursache und es muß ein inniger Zusammenhang zwischen ihnen bestehen. Da Lichtempfindlichkeit II. Art durch Erhitzung über 200⁰ bedingt ist, so muß ein solches Element stets mehr oder weniger metallisches Selen enthalten.

Ich komme nun zu den drei Punkten, die Schrott zum Beweise seiner Behauptung anführt. Er stützt sich darauf, daß die Siemenssche Modifikation II (metallisches Selen) eine größere Lichtempfindlichkeit zeigt als die nichtmetallischen Modifikationen I. und III. Das stimmt auch mit meinen Resultaten recht gut überein; ich habe eigens darauf hingewiesen, daß das bei tiefer Temperatur (Mod. I) oder nach der Siemensschen Methode (Mod. III) hergestellte sowie das harte Selen hohen Widerstand und geringe Lichtempfindlichkeit zeigen; dagegen liefert Erwärmung auf 200⁰ ziemlich empfindliche Zellen (Mod. II). Nun gibt es aber Selen von noch größerer Empfindlichkeit, hergestellt durch Erhitzung auf 195⁰, und dies ist eben nichtmetallisch.

Als weiterer Beweis soll die Beobachtung dienen, daß das aus Kaliumselenid kristallisierte Selen keine Lichtempfindlichkeit zeigt, weil es kein metallisches Selen besitze; dagegen zeigt das durch Chinolin umgewandelte Selen Lichtempfindlichkeit, da dieses Präparat, wie aus der elektrischen Leitfähigkeit hervorgehe, metallisches Selen besitze. Hier sind unbedingt die Voraussetzungen unrichtig. Das aus Kaliumselenid kristallisierte Selen besitzt keine Lichtempfindlichkeit, weil es eben nicht einmal die Elektrizität leitet. Das durch Chinolin umgewandelte Selen aber hat einen negativen Temperaturkoeffizienten und Lichtempfindlichkeit I. Art, solange es nicht einem besonderen Erhitzungsprozeß unterworfen wird; es enthält also überhaupt kein metallisches Selen und ist doch lichtempfindlich. Dieser Umstand ist eben gerade ein Beweis gegen die Schrottsche Annahme. Schrott setzt voraus, daß die Lichtempfindlichkeit um so größer ist, je höher die Leitfähigkeit des Selens; denn beide sind nach Schrott von der Menge des in einer Modifikation vorhandenen metallischen Selens in gleicher Weise abhängig. Dies stimmt nun weder mit meinen Versuchen noch mit den neuesten Beobachtungen von Marc und Pochettino und Trabacchi überein.

Meine Versuchsergebnisse zeigen, daß die Leitfähigkeit bis kurz vor den Schmelzpunkt beständig wächst, während die Lichtempfindlichkeit nur bis 195⁰ zunimmt, um von da ab zu fallen.

Pochettino und Trabacchi haben nach der Siemensschen Methode geschmolzenes Selen

1) Kalischer, Wied. Ann. d. Phys. **32**, 108, 1887.

so lange erhitzt[1]), bis es kristallisierte, und äußerst langsame Abkühlung angewendet, so daß die Zimmertemperatur erst in $^1/_2$ Stunde erreicht wurde. Ihre Selenzellen zeigen ein ganz auffallendes Verhalten. Während man nach den Versuchen von Schrott eine allmähliche Rückbildung der Mod. II in I vermuten müßte, zeigen deren Zellen das entgegengesetzte Verhalten. Sie besitzen anfänglich einen sehr hohen Widerstand, der jedoch in ungefähr einem Monat schwächer wird bis zu einem merkwürdig niedrigen und fast unveränderlichen Wert (während Selenelemente sonst ihren Widerstand mit der Zeit vergrößern). Zugleich mit dieser merkwürdigen Widerstandsabnahme nimmt allmählich die photoelektrische Empfindlichkeit ab, verschwindet ganz und wird schließlich negativ; man beobachtet dann eine Widerstandsvergrößerung unter dem Einfluß des Lichtes. Es ist unbedingt nötig, einen Zeitraum von ungefähr einem Monat abzuwarten, bis der Widerstand der Zelle nachläßt und das Selen diese negative photoelektrische Wirkung erlangt. Es ist also hier mit beständiger Zunahme der Leitfähigkeit eine ununterbrochene Abnahme der positiven Lichtempfindlichkeit bis zu Null verbunden.

Einen weiteren Beweis gegen die Voraussetzung, daß Lichtempfindlichkeit und Leitfähigkeit proportional seien, liefert folgende Beobachtung von Pochettino und Trabacchi. Läßt man einen Wechselstrom durch eine Zelle, welcher Art sie auch sei, so erfolgt Abnahme der Leitfähigkeit und Zunahme der positiven Lichtempfindlichkeit; mit der Zeit stellt sich aus freiem Stück der ursprüngliche Zustand wieder her, es erfolgt also dann Zunahme der Leitfähigkeit und Abnahme der positiven Lichtempfindlichkeit. Ferner hat Marc bei seinen Versuchen beobachtet, daß die Empfindlichkeit mit abnehmender Leitfähigkeit wuchs. Empfindlichkeit und Leitfähigkeit können also direkt und indirekt proportional sein, je nach der Herstellung des Präparats.

Als Stütze seiner Behauptung führt Schrott schließlich an, daß jedes Präparat, welches wiederholt erhitzt oder abgekühlt wurde, vergrößerte Lichtempfindlichkeit aufwies, was auf eine Vermehrung des metallischen Selens zurückzuführen ist. Man muß aber hier zwei Fälle unterscheiden: Ein Präparat zeigt bei wiederholter Erwärmung nur dann erhöhte Lichtempfindlichkeit I. Art, wenn die Erhitzung stets unter 200° stattgefunden hat; dabei entsteht aber kein metallisches Selen. Dagegen läßt sich bei Temperaturen über 200° durch wiederholte Erhitzung die Lichtempfindlichkeit I. Art nicht steigern, dieselbe geht vielmehr in Lichtempfindlichkeit II. Art über; in diesem Falle findet also die entgegengesetzte Wirkung statt; gleichzeitig tritt meist auch der positive Temperaturkoeffizient auf.

Wir müssen daher zwischen folgenden zwei Arten des kristallinischen Selens unterscheiden:

a) Kristallinisches Selen mit nur negativem Temperaturkoeffizienten und positiver Lichtempfindlichkeit. Dasselbe wird gewonnen durch Erhitzung auf Temperaturen unter 200° C und erreicht seine höchste Vollkommenheit durch längeres Erhitzen auf 195° und rasche Abkühlung. Modifikation α.

b) Kristallinisches Selen mit teilweise positivem Temperaturkoeffizienten und negativer Lichtempfindlichkeit. Dasselbe wird erhalten durch Erhitzen auf Temperaturen von 200° aufwärts. Modifikation β. Man erhält gewöhnlich nur ein Konglomerat aus beiden Selenarten.

Das bei 200° hergestellte Selen zeigt oft deutlich die Übergangserscheinungen.

Es soll im folgenden untersucht werden, welche Modifikation man durch die verschiedenen Herstellungsmethoden des kristallinischen, leitfähigen Selens erhält. Zu den in meiner letzten Arbeit angegebenen vier Erhitzungsmethoden kommt eine fünfte chemische. Ich will sämtliche Methoden kurz zusammenstellen und sie nach den Physikern benennen, welche sie zuerst geprüft und publiziert haben.

1. Die Methode von Smith[1]) (1873). Die Präparate werden erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung auf 100—217° kristallisiert. (Ich benenne diese Methode nach Smith, weil er zuerst die Lichtempfindlichkeit des Selens publiziert hat und die Selenelemente anfangs nur nach dieser Methode hergestellt wurden.)

2. Die Methode von Siemens (1876). Geschmolzenes Selen wird unter 217° abgekühlt und längere Zeit auf gleicher Temperatur erhalten, bis es kristallisiert.

3. Die Methode von Weinhold[2]) (1880). Der zur Verwendung kommende Leiter wird auf 100—217° erwärmt und dann mit amorphem Selen bestrichen. Dasselbe erstarrt gleich darauf zu kristallinischem Selen, ohne daß es einem weiteren Erwärmungsprozeß unterworfen wird.

4. Die Methode von Ries (1902). Geschmolzenes Selen wird unter beständigem

1) Pochettino e Trabacchi, Rend. d. Accad. dei Lincei, Juli 1906. Beibl. Ann. d. Phys. **22**, 1128, 1907.

1) Smith, Ber. d. deutschen chem Ges. **6**, 204, 1873.
2) Weinhold, Elektrotechn. Zeitschr. 1880, 423.

Rühren oder Bestreichen abgekühlt. Es erstarrt bald zu kristallischem.

5. Die Methode von Schrott (1906). Rotes Selen wird durch längeres Stehenlassen in Chinolin kristallinisch gemacht, zu Pulver gerieben und gepreßt, wodurch es die graue Farbe erhält.

Das nach der Schrottschen Methode gewonnene Selen ist das einzige auf chemischem Wege hergestellte, welches schon bei gewöhnlicher Temperatur Leitfähigkeit und Lichtempfindlichkeit zeigt, ohne daß es einem Erwärmungsprozeß unterworfen wird; doch ist die Wirkung von geringerem Grade. Die Methode liefert nur Selen von der Modifikation α (wenn es nicht noch einem eigenen Erwärmungsprozeß unterworfen wird.)

Das nach der Riesschen Methode hergestellte Selen, das Ruhmer hartes Selen nennt, ist nach Schrott nur von der Modifikation α. Meiner Meinung nach hat dies seinen Grund darin, daß das geschmolzene Selen während des Rührens erst längere Zeit dünnflüssig, dann dickflüssig ist und schließlich bei einer Temperatur kristallisiert, die bereits gut unter 200^0 gefallen ist. Bei dieser Temperatur aber entsteht keine Modifikation β mehr.

Die Weinholdsche Methode ist in dieser Richtung noch nicht geprüft worden. Ich habe damit bis jetzt nur Selenelemente von der Modifikation α erhalten; es ist aber noch zu prüfen, ob nicht Modifikation β entstehen kann, wenn das Selen bei $200—217^0$ aufgetragen wird. Ob bei der in wenigen Sekunden vor sich gehenden Kristallisation die Bildung der Modifikation β möglich ist, scheint mir fraglich.

Nach der Siemensschen Methode haben Siemens und Schrott nur Modifikation α erhalten. Pochettino und Trabacchi, die äußerst langsame Abkühlung anwendeten, haben gefunden, daß diese Zellen ihr Verhalten mit der Zeit ändern und nach ca. 1 Monat negative Lichtempfindlichkeit (Modifikation β) zeigen. Es bedarf noch der Untersuchung, ob diese Zellen, wenn die konstante Temperatur möglichst hoch gewählt wird, nicht schon während der Abkühlung und kurz nach derselben innerhalb bestimmter Temperaturgrenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten oder negative Lichtempfindlichkeit zeigen. Nach Marc braucht geschmolzenes Selen bei 200^0 ca. 3—4 Stunden zur vollständigen Kristallisation, unreine Präparate unter Umständen noch wesentlich länger; bei äußerst langsamer Abkühlung geschmolzenen Selens vergeht oft geraume Zeit, ohne daß Kristallisation eintritt; es genügt aber, über die Masse zu hauchen, um alsbaldige Kristallisation an irgendeinem Teile anzuregen, die sich nun mit großer Geschwindigkeit fortsetzt. Dieses Verfahren bildet einen Übergang der Siemensschen Methode in die Riessche.

Die Smithsche Methode liefert nach Wahl Modifikation α und β; sie ist die zuverlässigste von allen.

Die verschiedenen, von einigen Physikern angegebenen Formen des Selens (hartes und weiches Selen von Ruhmer, hartes und weiches Selen von Hesehus, Modifikation I, II, III von Siemens etc.) sind nur mehr oder weniger gute Formen der beiden angeführten Modifikationen α und β.

Schließlich muß ich noch auf eines hinweisen. Ich habe oben angeführt, daß rasche Abkühlung die Lichtempfindlichkeit (wenigstens unter 200^0) fördert, eine Beobachtung von mir, die mit den Marcschen Resultaten nicht übereinzustimmen scheint. Marc hat nämlich gefunden, daß seine stark unterkühlten Präparate keine Lichtempfindlichkeit besaßen; näherte sich aber das Präparat allmählich dem Gleichgewichtszustand, so wurde es mehr und mehr lichtempfindlich. Marc hat seine Präparate 1—2 Tage auf 200^0 erhitzt, bis vollständige Kristallisation erfolgte, und dieselben rasch abgekühlt. Dadurch sinkt ihr Widerstand ganz bedeutend auf ein Minimum herab (eine Erscheinung, die von mir bereits in meiner Diss. S. 19 beschrieben ist; Marc scheint jedoch meine Abhandlung ganz entgangen zu sein). Bei diesem Minimum des Widerstandes besitzen die Präparate keine Lichtempfindlichkeit bzw. Widerstandsverringerung bei Belichtung. Sehr bald nach der Unterkühlung zeigen die Präparate eine geringe Andeutung von Lichtempfindlichkeit und nach Verlauf von einigen Stunden findet bereits eine wesentliche Widerstandsabnahme bei Belichtung statt; gleichzeitig erfolgt eine beständige Zunahme des Dunkelwiderstandes. Für jedes Präparat gibt es also ein Minimum des Widerstandes, bei dem keine Lichtempfindlichkeit existiert; mit zunehmendem Widerstand aber entsteht und wächst die Empfindlichkeit bis zum Gleichgewicht.

Es muß unbedingt auffallen, daß bei den Marcschen Präparaten ein Wachsen der (positiven) Lichtempfindlichkeit mit einer Zunahme des Dunkelwiderstandes verbunden war, während sonst gewöhnlich die Zellen Zunahme des Widerstandes und Abnahme der Empfindlichkeit kurz nach der Herstellung aufweisen. Diese von Marc hergestellten Präparate haben eine auffallende Ähnlichkeit mit den oben beschriebenen von Pochettino und Trabacchi, nur ist die Umwandlung genau die entgegengesetzte. Pochettino und Trabacchi beobachteten erst hohen Widerstand und positive Empfindlichkeit, dann Abnahme des Widerstandes und Abnahme der Empfindlichkeit, schließlich auf-

fallend niedrigen Widerstand und keine Lichtempfindlichkeit bzw. negative Empfindlichkeit. Marc fand erst auffallend niedrigen Widerstand und keine Empfindlichkeit, dann Zunahme des Widerstandes und Auftreten der (positiven) Empfindlichkeit, also genau die entgegengesetzte Reihenfolge der Erscheinungen. Wenn man ferner bedenkt, daß die Marcschen Präparate 2 Tage auf 200° erhitzt wurden und teils positiven teils negativen Temperaturkoeffizienten besaßen, so gehören sie sicher zur Modifikation β und dürften vielleicht auch bei der Abkühlung innerhalb gewisser Grenzen negative Lichtempfindlichkeit besessen haben. In dieser Beziehung wurden die Präparate nicht untersucht. Die genau entgegengesetzte Reihenfolge im Auftreten der Erscheinungen aber erklärt sich vielleicht aus der entgegengesetzten Erhitzung (von oben bzw. von unten) oder aus der gerade entgegengesetzten Abkühlung, welche bei Marc sehr rasch, bei Pochettino äußerst langsam erfolgte. Es dürfte demnach die von Marc unter seinen Versuchsbedingungen bei rascher Abkühlung beobachtete Unempfindlichkeit des Selens kein Beweis gegen meine entgegengesetzte Beobachtung sein, welche speziell für Modifikation α gilt.

(Eingegangen 28. Januar 1908.)

Über das Bandenspektrum des Fluorkalziums.

Von B. Walter.

Vor kurzem hat A. Dufour[1]) mitgeteilt, 1. daß die Banden des in einer sehr heißen Flamme verflüchtigten Fluorkalziums sämtlich die Zeemansche Erscheinung zeigen, während sonst bekanntlich die Bandenspektra vom magnetischen Felde nicht beeinflußt werden, und 2. daß die Drehung der Schwingungen des Lichtes im magnetischen Felde bei einigen jener Banden im umgekehrten Sinne gerichtet ist wie bei sämtlichen anderen bisher untersuchten Emissionsspektren, so daß also in diesem Falle die Annahme positiver Elektronen berechtigt erscheine.

Besonders deutlich zeigt sich dieser anomale Zeeman-Effekt nach Dufour bei den von Fabry[2]) mit D und D' bezeichneten Banden des in Rede stehenden Stoffes, deren Köpfe nach Dufour bezw. die Wellenlänge 6036,96 und 6050,81 haben, während die nahegelegene und auch ähnlich gebaute Bande D'', deren Kopf bei $\lambda = 6064{,}49$ liegt, eigentümlicherweise den normalen Effekt zeigt, der aber seiner absoluten Größe nach auch hier mit demjenigen von D und D' übereinstimmt.

Dieses eigentümliche Verhalten der Banden des Flußspatspektrums gibt mir Veranlassung, auf zwei ebenfalls ungewöhnliche und deshalb möglicherweise damit in Zusammenhang stehende Erscheinungen in diesem Spektrum hinzuweisen, welche ich bereits im Jahre 1902 an der damals eben bekannt gewordenen Bremerschen Bogenlampe, deren Kohlen ja die genannte Substanz enthalten, beobachtet und auch bei Gelegenheit eines Vortrages im hiesigen Naturwissenschaftlichen Verein im April jenes Jahres vorgeführt habe. Die erste dieser Erscheinungen besteht darin, daß bei mehreren der Banden des Flußspatspektrums — bei der weiter unten zu beschreibenden Beobachtungsweise — sämtliche Einzellinien umgekehrt erscheinen — ein Phänomen, das meines Wissens bei einem Bandenspektrum bisher ebenfalls noch nicht beobachtet wurde — und die zweite darin, daß die Linien der Bande D''' Fabrys, für deren Kopf sich aus der von diesem Beobachter angegebenen Schwingungszahl eine Wellenlänge von 6087,24 (in Luft) berechnet, niemals umgekehrt zu sehen sind, trotzdem die ganz ähnlich gebauten, wenn auch viel intensiveren Banden D'' D' und D die Umkehrerscheinung von allen Banden des Spektrums weitaus am stärksten zeigen. Außer bei ihnen konnte ich nämlich dieselbe nur noch bei der nach einem ganz anderen Typus aufgebauten Bande B Fabrys im Grün beobachten, deren Kopf nach diesem Beobachter bei $\lambda = 5290\,94$ liegt; aber auch hier nur dann, wenn man die in der unmittelbaren Nähe des positiven Poles gelegenen Teile des Lichtbogens auf den Spalt projizierte, und wenn dann an diesem Pole eine besonders starke Verdampfung des Salzes stattfand. Bei den Linien der Banden D, D' und D'' dagegen war das Umkehrstadium fast für den ganzen Lichtbogen als das normale anzusehen; und nur, wenn man die Ränder des letzteren auf den Spalt projizierte, erschienen diese Liniensysteme hell. Im andern Falle dagegen sah man ganz deutlich, daß nicht eigentlich die beim ersten Hinblick als einzelne Linien erscheinenden, gröberen Bestandteile jener Banden, sondern vielmehr die sämtlichen noch viel feineren Bestandteile dieser scheinbaren Linien umgekehrt waren. Eine jede solche Linie stellt nämlich, wie auch von Fabry angegeben wird, für sich wieder eine kleine, sehr schnell abfallende Bande dar, deren Einzellinien schon so dicht beieinander liegen, daß sie selbst mit einem Rowlandschen Gitter nur noch eben als getrennte Linien gesehen werden können.

Es verdient noch besonders hervorgehoben zu werden, daß es bei den von mir beobach-

1) A. Dufour, Compt. rend. **146**, 118, 1908.
2) Ch. Fabry, Compt. rend. **138**, 1581, 1904.

teten Umkehrerscheinungen die Bande D''' ist, welche sich anders verhält als die drei Banden D'', D' und D, während bei den Versuchen von Dufour die Bande D'' das entgegengesetzte Verhalten der beiden Banden D' und D zeigt. Die Bande D''' dagegen wird von diesem Beobachter überhaupt nicht erwähnt — wahrscheinlich, weil sie bei seiner Lichtquelle nicht mehr zu sehen war; denn auch im Lichtbogen ist sie erheblich schwächer als die drei anderen; und dies ist auch wohl hauptsächlich der Grund, weshalb diese letzteren hier die Umkehrerscheinung zeigen, jene erstere aber nicht. Immerhin bleibt bei dem sonst so gleichartigen Aufbau der vier Banden das verschiedenartige Verhalten derselben doch sehr bemerkenswert.

Was schließlich die von mir angewandte Beobachtungsmethode angeht, so wurde gegen die offen brennende Bremer-Lampe zur Abblendung des überflüssigen Lichtes von unten her ein großer, oben offener Messinghohlzylinder geschoben, in welchem auf einem aus Metallblech gebildetem, festgelötetem Tische — seitwärts vom Bogen — ein Metallspiegel aufgestellt war, der das Licht desselben in horizontaler Richtung — durch eine Öffnung des Zylinders auf ein photographisches Objektiv lenkte, das seinerseits ein sauberes Bild des Bogens auf dem Spalte des Spektroskops entwarf. Dieses bestand aus einem Spektrometer, auf dessen Tisch ein Rowlandsches Plangitter mit etwa 2,5 × 2,0 cm wirksamer Fläche und 568 Linien auf das Millimeter aufgestellt war.

Hamburg, physikalisches Staatslaboratorium.

(Eingegangen 13. Februar 1908.)

Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht.

Von Ernst Sommerfeldt.

Bekanntlich hat Vorländer[1]) kürzlich die Untersuchung flüssiger Kristalle zwischen gekreuzten Nicols im konvergenten Licht vorgenommen und dadurch zur Kenntnis des pseudoisotropen Zustandes einen wichtigen Beitrag geliefert. Die früheren Beobachtungen Lehmanns hierüber, welche nur im parallelen Licht angestellt wurden, erwiesen noch nicht vollkommen zwingend die Analogie pseudoisotroper Schichten mit senkrecht zur optischen Achse durchschnittenen einachsigen Kristallen, erst die Achsenbilder, welche Vorländer beschreibt, lassen an dieser merkwürdigen Analogie keinen Zweifel.

1) Zeitschr. f. physik. Chemie **61**, 169, 1907.

Es gelang mir nun, Substanzen aufzufinden, welche mit noch einfacheren Hilfsmitteln als die von Vorländer selbst dargestellten komplizierten Zimtsäurederivate Achsenbilder im flüssigen Zustand zeigen, und zwar besteht die Vereinfachung darin, daß die Achsenbilder in meinen Fällen bei gewöhnlicher Zimmertemperatur sich bequem beobachten lassen, daß man also nicht die bei Vorländers Substanzen notwendige Erhitzung während der Sichtbarmachung des betreffenden Aggregatzustandes vorzunehmen braucht.

Die von mir benutzten Substanzen sind Ammonium oleinicum und Kalium oleinicum, welche ich in der von Merck bezogenen Qualität ohne weitere Behandlung benutzte[1]); das Ammoniumsalz ist weit durchsichtiger als das Kaliumsalz und wegen dieses Umstandes ist das Kaliumsalz nur in Mischungen mit dem Ammoniumsalz verwertbar, das reine Kaliumsalz erwies sich als zu trübe. Das reine Ammoniumsalz zeigt meist vollkommene Einachsigkeit, wenn es ohne Anwendung unnötigen Druckes auf den Objektträger aufgetragen wird; durch Druck sowie stärkeres Erwärmen wird aber bewirkt, daß die Schicht ein solches Achsenbild aufweist, wie es zweiachsige und senkrecht zur spitzen Mittellinie durchschnittene Kristalle zeigen.

Die Größe der Doppelbrechung ist ungefähr ebenso groß wie bei den Feldspaten, es ist aber nicht möglich, z. B. durch Anwendung einer Schicht von 2 mm Dicke, ein Achsenbild mit so hohen Interferenzfarben zu erlangen, wie es ein 2 mm dicker Feldspat aufweisen würde, vielmehr zeigen so dicke Schichten unserer Substanz gänzlich verschwommene Achsenbilder; es ist weder bei den Substanzen Vorländers — soweit ich dieselben kenne — noch bei meinen möglich, die Höhe der Interferenzfarben über ein bestimmtes Maximum durch Vergrößerung der Schichtdicke zu steigern, und zwar wird dieses Maximum schon für eine nur Bruchteile eines Millimeters betragende Schichtdicke erreicht.

Durch Beimischung von Kalium oleinicum zu dem analogen Ammoniumsalz kann nun die Stärke der Doppelbrechung vergrößert werden, denn es gelang mir, an diesen flüssigen Mischkristallen den ersten farbigen Ring mit sämtlichen Interferenzfarben erster Ordnung in das Gesichtsfeld zu bringen, beim reinen Ammoniumsalz hingegen waren nur die beiden Balken und bisweilen am Rande des Gesichtsfeldes eben noch ein dem Beginn des ersten Farben-

1) Das liquo-kristalline Verhalten dieser Substanzen erkannte schon Lehmann.



ringes entsprechender gelbbrauner Saum sichtbar.

Daher ist die Stärke der Doppelbrechung von diesen Mischkristallen ungefähr ebenso groß, wie bei dem pseudoisotropen Anisolaminozimtsäureäthylester, von welchem ich ein Originalpräparat durch die Freundlichkeit Professor Vorländers — für welche ich demselben auch hier bestens danke — erhielt. Es weisen mithin diese Mischkristalle bei Zimmertemperatur fast genau die gleichen Achsenbilder auf, wie die genannte Substanz Vorländers beim Erhitzen, das reine Ammoniumsalz zeigt infolge der schwächeren Doppelbrechung weniger farbenprächtige, aber ebenso beweiskräftige Erscheinungen.

Tübingen, den 25. Januar 1908, Mineralogisches Institut der Universität.

(Eingegangen 2. Februar 1908.)

Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und Helium.[1]

Von Johannes Wachsmuth.

Alle Untersuchungen, welche bisher über die Wärmeleitung von Gasen angestellt wurden, erstreckten sich, von Luft abgesehen, fast ausschließlich auf einfache Gase. Nur die Arbeit von Alexandra Wassiljewa[2]) behandelt die Wärmeleitung von Gemischen zwischen Sauerstoff und Wasserstoff auf experimenteller Grundlage. Dabei ergeben sich insofern merkwürdige Verhältnisse, als in der bekannten theoretischen Beziehung

$$k = f \cdot \eta \cdot c_v .^{3)}$$

der Faktor f, der nach einer Theorie für alle Gase denselben Wert hat, nach einer anderen für jedes Gas verschieden ausfällt, hier von Gemisch zu Gemisch seinen Wert in eigentümlicher Weise ändert.

Für die einatomigen Gase Argon und Helium ist nun von Schwarze[4]) in Übereinstimmung mit der Maxwellschen, von Boltzmann[5]) verbesserten Theorie $f = 2{,}5$ gefunden. Es bot daher ein gewisses Interesse, zu untersuchen, ob — was immerhin möglich war — auch in Gemischen dieser beiden Gase der Wert 2,5 auftritt, oder ob sich die analoge Erscheinung wie in den erstgenannten Gemischen einstellt. Diese Frage zu entscheiden, war der Zweck der vorliegenden Arbeit, die auf Anregung und mit gütiger Unterstützung des Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Dorn unternommen wurde.

Die Messungen wurden nach der Schleiermacherschen Methode vorgenommen. Ein Platindraht ist im Innern eines Glasrohres ausgespannt. Das zu untersuchende Gas kann unter beliebigem Druck in das Glasrohr gefüllt werden. Während nun der Platindraht durch einen galvanischen Strom erwärmt wird, hält man gleichzeitig die äußere Glaswand der Röhre auf konstanter Temperatur. Infolgedessen wird auch nach einiger Zeit die Temperatur des Drahtes stationär werden. Ist dieser Zustand erreicht, so wird die im Draht erzeugte Wärme in gleichem Maße, wie sie erzeugt wird, durch Strahlung und Leitung abgegeben. Diese Wärmemenge kann man aus der Stromstärke des durch den Draht geschickten Stromes und dem Widerstand des Platindrahtes nach dem Jouleschen Gesetz berechnen. Aus dem Widerstand des Drahtes und seiner Änderung mit der Temperatur findet man weiter die Temperaturerhöhung des Drahtes gegenüber dem Bade. Die dem Draht durch Strahlung entzogene Wärmemenge muß natürlich durch besondere Versuche ermittelt werden. Durch Subtraktion dieser Wärmemenge von der ganzen entwickelten Wärme ergibt sich sofort die durch Leitung übergeführte. Sind endlich noch die Dimensionen von Draht und Röhre bekannt, so hat man alle Daten zur Berechnung des Wärmeleitungskoeffizienten. An dem so gefundenen Werte sind noch Korrektionen anzubringen, die aber für die vorliegende Arbeit nur zum Teil berücksichtigt zu werden brauchten. Auf das Endresultat haben keinen Einfluß die Ableitung durch die Enden des Hauptdrahtes und der Temperatursprung im Gase[1]) an der Glaswand. Dagegen muß der Fehler berücksichtigt werden, der von dem Wärmeverlust des Hauptdrahtes durch die beiden dünnen Elektroden herrührt; durch ihn wird eine Verkleinerung des Koeffizienten der Wärmeleitung hervorgerufen. Eine Vergrößerung von k_0 wird durch die schlechte Leitfähigkeit des Glases bewirkt. Beide Korrektionen sind an den Endresultaten unter $k_{0\ \text{korr.}}$ angebracht.

Die Untersuchungen wurden mit zwei Apparaten ausgeführt, deren Beschreibung sich in der Arbeit von W. Schwarze[2]) findet, und auf die ich daher verweise.

In der folgenden Tabelle sind die Konstanten der Apparate angegeben.

Die Apparate wurden horizontal nebeneinander in Stative gespannt und in ein Gefäß aus Eisenblech mit etwa 15 l Inhalt eingesenkt.

1) Nach der Dissert. des Verf.
2) Diese Zeitschr. 5, 737, 1904.
3) k Koeffizient der Wärmeleitung, η Koeffizient der inneren Reibung, c_v spez. Wärme bei konstantem Volumen.
4) W. Schwarze, Ann. d. Phys., 4. Folge, Bd. 11.
5) Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, S. 180.

1) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. 2, 102, 1900.
2) W. Schwarze, Inaug.-Diss. Halle, 1902, S. 7 und Ann. d. Phys. 11, 304 u. 305, 1903.



	Apparat I[1]		Apparat II[2]	
Länge des Platindrahtes . . .	420,2	mm	417,0	mm
„ zwischen den Elektroden	340,23	„	343,65	„
Durchmesser des Drahtes . .	0,4038	„	0,4014	„
Länge der Elektroden . . .	15,0	„	17,0	„
Durchmesser der Elektroden .	0,1	„	0,1	„
Lichter Durchmesser der Röhren	23,710	„	15,653	„
Dicke der Glaswand	0,849	„	0,983	„
Widerstand w_0 des Drahtes bei 0^0	0,47454	Ω	0,48170	Ω

Das Gefäß enthielt das Bad von konstanter Temperatur — fein geschabtes Natureis oder siedendes Wasser.

Eine Kundtsche Feder diente dazu, die Verbindung zwischen einer Quecksilberpumpe nach Töpler-Hagen und den Apparaten herzustellen. Zwischen den Apparaten und der Feder war noch ein mit Blattgold und Blattsilber gefülltes Rohr eingeschaltet, um etwaigen in der Gasmischung enthaltenen Quecksilberdampf vor Eintritt in den Apparat festzuhalten. Von der Pumpe aus führte eine zweite Kundtsche Feder zu einem γ-förmigen Rohr, welches es ermöglichte, durch Heben einer mit einem Schlauch am unteren Ende befestigten Füllkugel einen Quecksilberabschluß herzustellen und so jeden mit Fett gedichteten Hahn als Abschluß zu vermeiden. Das freie Ende des γ-förmigen Rohres führte zu den Apparaten, welche die reinen Gase resp. deren Mischungen enthielten.

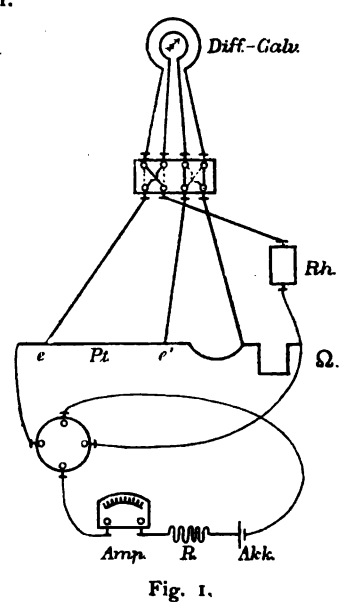


Fig. 1.

Den Strom zur Erwärmung des Platindrahtes auf die gewünschte Temperatur lieferte ein Akkumulator. Dieser dadurch gebildete Hauptstromkreis (Fig. 1) enthielt außerdem noch eine Wolffsche Widerstandseinheit aus Manganin Ω, die von der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geprüft war, ein Präzisionsamperemeter von Siemens & Halske und einen Regulierwiderstand R, um eine bestimmte Stromstärke herstellen zu können. Die Widerstandseinheit hing in einem Petroleumbade und hatte bei $22{,}2^0$ C genau 1 Ω. Das Amperemeter wurde vor Beginn der Versuche mit einem Silbervoltameter geeicht.

Von dem Hauptstromkreise gingen zwei Abzweigungen ab. Die eine führte, von den an den Hauptdraht angelöteten Elektroden e und e' ausgehend, durch die eine der Differentialrollen eines Panzergalvanometers nach Du Bois-Rubens mit vorzüglicher Isolation, das zu den eigentlichen Leitungsbeobachtungen diente. Die zweite Abzweigung des Hauptstromkreises ging von der Widerstandseinheit aus und umfaßte die zweite Rolle des Galvanometers sowie einen Kurbelrheostaten aus Manganin Rh. Die Widerstände jeder Hälfte des Differentialgalvanometers betrugen etwa 1400 Ohm. Sie wurden wegen ihrer Änderung mit der Zimmertemperatur vor und nach jedem Versuche mit Hilfe eines zweiten Galvanometers bestimmt.

Der Widerstand w_0 wurde dadurch ermittelt, daß im Hauptstromkreise ein Strom von 0,03 Amp. benutzt wurde. Die Temperaturerhöhung ist in diesem Falle merklich = 0. Für die Wärmeleitungsversuche wurden Ströme von 0,5 bis 0,7 Amp. benutzt.

Zur Berechnung des Koeffizienten der Wärmeleitung diente die Formel:

$$k = \frac{[0{,}239\, i^2 w_0 (1 + \alpha u) - S_u]}{2 \pi l (u - u')} \cdot ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right).\ ^{1)}$$

Hierin bedeutet:

k den Koeffizienten Wärmeleitung,
u die Temperatur des Drahtes,
u' die Temperatur des Bades,
r_1 den Radius des Drahtes,
r_2 den Radius der Glasröhre,
l die Länge des Drahtes,
S_u die bei der Temperatur u durch die Strahlung fortgeführte Wärmemenge. (Sie wurde aus den unten angegebenen Tabellen durch Interpolation ermittelt.)

Die Temperatur u ergab sich aus der Beziehung:

$$w_u = w_0 (1 + \alpha u),$$

worin der Temperaturkoeffizient der Widerstandsänderung der Platindrähte α den Wert hat:

$$\alpha = 0{,}0020886 - 0{,}00000025 \cdot u.$$

Die folgenden Werte für die Strahlung sind in Grammkalorien pro Sekunde angegeben:

1) W. Schwarze, Inaug.-Diss. Halle, 1902, S. 7 und Ann. d. Phys. 4. Folge, Bd. 11, S. 304 u. 305.
2) P. Günther, Inaug.-Diss. Halle, S. 11, 1906.

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 307—308

Apparat. I[1])

$u' = 0^0$		$u' = 99,8^0$	
u	S in Grammkal. pro Sek.	u	S in Grammkal. pro Sek.
4,85°	0,0002955	103,72°	0,000676
7,89°	0,0004868	109,55°	0,001469
12,28°	0,0007590	116,11°	0,002410

Apparat II.[2])

$u' = 0^0$		$u' = 100,0^0$	
u	S in Grammkal. pro Sek.	u	S in Grammkal. pro Sek.
2,34°	0,0001126	104,19°	0,000500
5,33°	0,0002815	108,50°	0,001107
7,61°	0,0004101	114,35°	0,001815
11,85°	0,0006736		

Es mögen nun noch einige Angaben über die Darstellung der benutzten Gase gemacht werden. Das Argon wurde aus flüssiger Luft gewonnen; und zwar wurde 1 l auf etwa 130 ccm verdampft. Dadurch wurde erreicht, daß der Rest der flüssigen Luft frei von Neon war, das sich bei der Reinigung nur sehr schwer beseitigen läßt. Die leicht kondensierbaren Gase Krypton und Xenon kann man dagegen sehr leicht durch Abkühlung mit fester Kohlensäure und Äther entfernen. Im allgemeinen wurde die Behandlung der aufgefangenen Luft nach den Angaben von H. Schultze[3]) vorgenommen. In ähnlicher Weise wurde das Helium, das durch Glühen von Monazitsand gewonnen wurde, behandelt. Die letzten Verunreinigungen des Heliums, welche in geringen Beimengungen von Argon bestanden, wurden mittels Kokosnußkohle durch Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft beseitigt. Die Bestimmung der Dichte ergab beim Argon den richtigen Wert 19,964, während beim Helium der zu große Wert 2,0375 gefunden wurde. Tatsächlich erwies es sich auch bei der spektralanalytischen Untersuchung als nicht vollständig rein; es traten nämlich Linien im Spektrum auf, deren Herkunft bis jetzt noch nicht klargestellt werden konnte.

Der Prozentgehalt der untersuchten Gemische an Argon und Helium wurde ermittelt aus der Dichte des Gemisches und der der einzelnen Gase. Die dazu nötigen Wägungen konnten sehr genau vollzogen werden mittels einer Wage mit Spiegelablesung, die gegen äußere Erschütterungen und Temperaturänderungen aufs sorgfältigste geschützt war.[4])

Zur Ausführung der Versuche wurde das Gasgemisch unter einem Drucke p von nahezu 100 mm in die Apparate eingelassen. Eine Erniedrigung des Druckes wurde durch Abpumpen erreicht. In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Untersuchungen niedergelegt. Die Größe $\frac{L}{u-u'}$, welche der Wärmeleitfähigkeit proportional ist, ist bereits auf die Temperaturen 0° resp. 100° korrigiert. L bedeutet hierin die durch Leitung übergeführte Wärmemenge in Grammkalorien pro Sekunde; die übrigen in den Tabellen auftretenden Bezeichnungen behalten die frühere Bedeutung bei. Der Prozentgehalt der beiden Gase ist am Kopfe jeder Tabelle angeführt.

Untereinander verglichen, zeigen die Zahlenwerte eine befriedigende Übereinstimmung. Ich habe daher bei allen Mischungen zur Berechnung von k_0 die Mittelwerte für $\frac{L_0}{u-u'}$ ver-

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 311.

2) P. Günther, Inaug. Diss., Halle 1906, S. 20.

3) H. Schultze, Ann. d. Phys., (4) 6, S. 156—160.

4) Nähere Angaben über diese Wage und die Wägungsmethode vgl. E. Dorn, diese Zeitschr. 4, 530, 1903.

Mischung I. Apparat I.[1])

Ar: 72,96 %. *He*: 27,04 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
80,5	7,77	0,003906	3,24	0,005021
—	4,61	0,003923	—	—
—	6,39	0,003915	—	—
70,8	13,76	0,003907	8,30	0,005006
—	7,93	0,003900	8,64	0,005001
—	9,12	0,003904	9,82	0,005019
—	9,60	0,003923	—	—
—	10,06	0,003915	—	—
62,5	10,01	0,003896	6,71	0,005001
—	8,08	0,003871	8,54	0,005018
—	—	—	8,15	0,005034
40,9	8,89	0,003900	10,56	0,004978
—	11,34	0,003875	7,66	0,005007
—	8,36	0,003873	—	—

Mischung I. Apparat II.

Ar: 72,96 %. *He*: 27,04 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
80,5	4,09	0,004389	—	—
—	6,27	0,004405	—	—
70,8	8,69	0,004419	10,47	0,005663
—	7,17	0,004401	—	—
—	8,29	0,004394	—	—
—	12,40	0,004388	—	—
—	9,13	0,004382	—	—
62,5	9,16	0,004419	7,66	0,005742
—	7,07	0,004395	10,23	0,005743
—	—	—	7,43	0,005686
—	—	—	7,51	0,005724
40,9	8,12	0,004357	9,54	0,005660
—	10,29	0,004344	6,86	0,005734
—	7,54	0,004371	—	—
—	9,06	0,004405	—	—

1) L_0 bezieht sich auf die Versuche mit Eis, L_{100} auf die bei siedendem Wasser.

Mischung II. Apparat I.

Ar: 54,63 %. *He*: 45,37 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
89,3	7,32	0,005707	4,91	0,007338
—	5,02	0,005738	6,32	0,007309
—	5,95	0,005674	—	—
68,4	8,37	0,005661	6,25	0,007345
—	7,12	0,005663	8,14	0,007295
—	9,66	0,005661	—	—
47,3	5,04	0,005688	9,24	0,007249
—	7,21	0,005631	9,24	0,007256
—	9,59	0,005650	6,62	0,007229
—	—	—	9,19	0,007258
—	—	—	6,62	0,007255
31,3	7,53	0,005646	8,23	0,007246
—	9,06	0,005596	9,22	0,007241
—	—	—	7,48	0,007288

Mischung II. Apparat II.

Ar: 54,63 %. *He*: 45,37 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
89,3	5,41	0,006371	5,71	0,008299
—	4,55	0,006408	4,50	0,008254
68,4	6,63	0,006421	7,37	0,008236
—	8,78	0,006351	5,65	0,008329
—	6,47	0,006372	—	—
—	7,61	0,006357	—	—
47,3	6,48	0,006412	8,37	0,008294
—	4,50	0,006366	5,92	0,008282
—	8,69	0,006346	8,26	0,008243
—	—	—	4,81	0,008265
31,3	6,86	0,006330	7,33	0,008296
—	8,60	0,006337	6,73	0,008214
—	—	—	4,79	0,008209

Mischung III. Apparat I.

Ar: 15,32 %. *He*: 84,68 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
88,9	3,33	0,01222	3,84	0,01611
—	3,90	0,01239	3,25	0,01598
—	4,46	0,01224	—	—
67,0	4,49	0,01214	2,51	0,01620
—	2,84	0,01233	3,15	0,01619
—	3,53	0,01227	3,79	0,01601
46,4	4,46	0,01217	3,03	0,01599
—	3,86	0,01222	4,14	0,01620
—	3,03	0,01201	—	—
1,8	4,08	0,01208	4,18	0,01609
—	3,59	0,01195	3,60	0,01629

Mischung III. Apparat II.

Ar: 15,32 %. *He*: 84,68 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
88,9	4,00	0,01386	2,88	0,01833
—	3,43	0,01384	3,56	0,01825
—	3,04	0,01362	—	—
67,0	4,12	0,01346	3,39	0,01836
—	3,22	0,01375	2,22	0,01856
—	2,48	0,01397	2,75	0,01810
46,4	2,46	0,01383	3,28	0,01840
—	4,03	0,01350	2,77	0,01826
—	2,74	0,01352	—	—
31,8	3,09	0,01364	2,69	0,01830
—	3,68	0,01352	3,25	0,01828

Mischung IV. Apparat I.

Ar: 5,39 %. *He*: 94,61 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
96,3	2,66	0,01554	3,07	0,02071
—	3,46	0,01576	2,57	0,02028
—	3,00	0,01569	—	—
84,0	3,44	0,01539	2,53	0,01997
—	3,08	0,01535	2,85	0,02040
—	3,52	0,01531	3,20	0,01991
62,2	3,52	0,01510	2,99	0,02007
—	3,17	0,01534	3,91	0,02006
—	3,51	0,01550	—	—
40,7	2,99	0,01545	3,32	0,01999
—	3,43	0,01533	—	—
—	3,61	0,01517	—	—

Mischung IV. Apparat II.

Ar: 5,39 %. *He*: 94,61 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
96,3	2,71	0,01765	2,87	0,02264
—	2,45	0,01719	—	—
—	3,18	0,01743	—	—
84,0	2,76	0,01697	2,89	0,02234
—	3,18	0,01781	—	—
—	3,18	0,01743	—	—
62,2	2,80	0,01698	2,73	0,02188
—	3,15	0,01743	2,93	0,02211
—	3,02	0,01739	3,05	0,02228
40,7	2,73	0,01721	2,78	0,02213
—	3,16	0,01701	2,70	0,02233

wendet. Aus ihnen erhält man k_0 durch die Formel:

$$k_0 = \frac{L_0}{u-u'} \cdot \frac{ln\frac{r_2}{r_1}}{2\pi l}.$$

Neben diese so gefundenen Werte von k_0 sind in der nächsten Tabelle diejenigen gesetzt, welche sich nach Anbringung der Korrektionen infolge der Fehlerquellen ergeben. Die Zahlen für reines Argon und reines Helium sind der Vollständigkeit wegen mit angegeben. [1])

% *Ar*	% *He*	k_0 unkorr.	k_0 korr. [2])
100,00	—	—	0,00003894
72,96	27,04	0,0000744	0,00007415
54,63	45,37	0,0001080	0,0001077
15,32	84,68	0,0002321	0,0002320
5,39	94,61	0,0002937	0,0002939
—	100,00	—	0,0003386

Die Werte $k_{0\,korr.}$ habe ich nun in einem Koordinatensystem als Ordinaten, den Prozentgehalt an Argon bzw. Helium als Abszissen aufgetragen (Fig. 2).

Wie bereits oben hervorgehoben wurde, besteht für ein einfaches Gas die Beziehung:

$$k_0 = f \cdot \eta_0 \cdot c_v\,,$$

worin also nach den Beobachtungen von W. Schwarze für die reinen Gase Argon und Helium $f = 2,5$ ist.

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 324 resp. 328.

2) Unter k_0 sind bereits die Mittelwerte aus Apparat I und II zu verstehen.

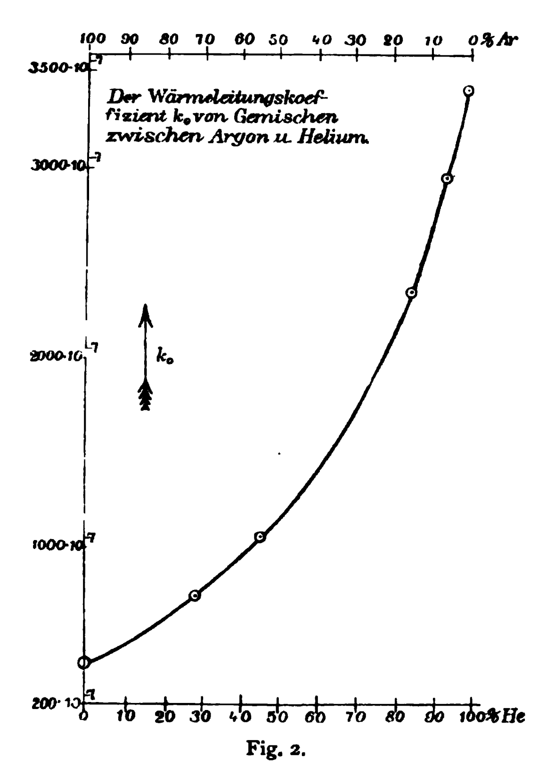


Fig. 2.

Zur Berechnung dieses Faktors f für die untersuchten Gemische beider Gase habe ich die Werte von η_0 der Arbeit von P. Tänzler[1]) entnommen, während die spezifische Wärme c_v nach der Formel

$$c_v = \frac{\mu_1 c_1 + \mu_2 c_2}{\mu_1 + \mu_2}$$

berechnet ist. In dieser Relation bedeuten μ_1 und μ_2 die Massenprozente beider Gase im Gemisch, c_1 und c_2 ihre spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen. Die Berechnung von f liefert der Reihe nach für die vier Mischungen: $f_1 = 3{,}479$; $f_2 = 3{,}884$; $f_3 = 3{,}529$; $f_4 = 2{,}962$. Nimmt man hierzu noch den Wert $f = 2{,}5$ für die reinen Gase und stellt diese Zahlenwerte graphisch dar, so ergibt sich eine ansteigende Kurve, die bei etwa 60 Proz. *He* ein Maximum erreicht und von dort aus wieder gegen den Grenzwert 2,5 abfällt (Fig. 3). Eine analoge Erscheinung findet sich, wie oben schon angedeutet, bei Gemischen zwischen Wasserstoff und Sauerstoff, für welche ich nach der Arbeit von Alexandra Wassiljewa[2]) den Faktor f berechnet habe. Auch hier liegt das Maximum der Kurve bei 60 Proz. des leichteren Gases, also bei 60 Proz. Wasserstoff.

Ihre Erklärung findet diese Tatsache, daß sich der Faktor f in der gefundenen Weise ändert, darin, daß die mittlere Weglänge eines Gases durch die Anwesenheit eines zweiten

1) P. Tänzler, Inaug.-Diss., Halle 1906 und Verh. der Deutschen Phys. Ges., VIII. Jahrg., Nr. 12, S. 231.
1) Diese Zeitschr. 5, 737, 1904.

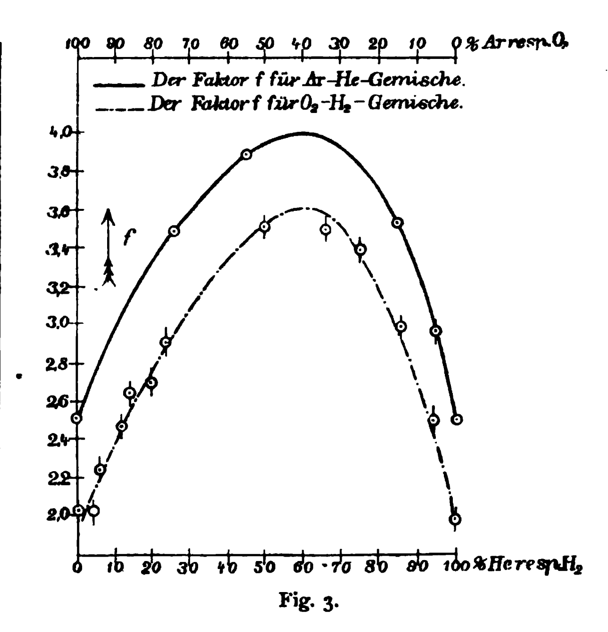


Fig. 3.

Gases beeinflußt wird. Mit Berücksichtigung dieser Änderung der Weglänge ist in der zitierten Arbeit eine Formel abgeleitet, die der Thiesenschen Formel für die innere Reibung[1]) analog gebaut ist. Sie lautet:

$$k = \frac{k_1}{1 + A\frac{p_2}{p_1}} + \frac{k_2}{1 + B\frac{p_1}{p_2}}.\ ^{2)}$$

Es bedeuten k_1 und k_2 die Wärmeleitungskoeffizienten der Einzelgase, p_1 und p_2 die Partialdrucke; A und B sind für alle Mischungsverhältnisse konstante Größen, die nur von der Beschaffenheit der beiden Gase abhängen. Rechnet man A und B nach ihren theoretischen Ausdrücken aus und setzt die erhaltenen Werte in die Formel ein, so fällt der berechnete Wert für k stets zu groß aus.

Die Theorie selbst bietet nun eine andere Möglichkeit zur Bestimmung von A und B. Zwischen beiden besteht nämlich die Relation:

$$A = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}}\left(\frac{\eta_1\, \varrho_2\, \Omega_2}{\eta_2\, \varrho_1\, \Omega_1}\right)^2 \cdot B,$$

wo m das Molekulargewicht, η den Reibungskoeffizienten, ϱ die Dichte und Ω die Molekulargeschwindigkeit bedeutet. Und zwar ist für:

Argon:	Helium:
$10^7\,\eta_1 = 2119$ [3])	$10^7\,\eta_2 = 1891$ [4])
$\varrho_1 = 19{,}964$	$\varrho_2 = 2{,}0375$
$\Omega_1 = 381$ [5])	$\Omega_2 = 1162$ [5])
$m_1 = 39{,}5$ [6])	$m_2 = 4{,}3.$ [6])

1) M. Thiesen, Verh. d. D. Phys. Ges., IV. Jahrg., Nr. 15, S. 357, 358.
2) Index 1 bezieht sich auf Argon, 2 auf Helium.
3) P. Tänzler, Verh. d. D. Phys. Ges., VIII. Jahrg., Nr. 12, S. 231.
4) H. Schultze, Ann. d. Phys. 6, 1901.
5) O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl. S. 194, 1899.
6) O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., S. 197, 1899.

In unserem besondern Falle wird darnach:

$$B = 0{,}94594 \cdot A.$$

Benutzt man dies und rechnet A resp. B vermöge der Gleichung für k aus den Beobachtungen aus, so ergeben sich mit dem Prozentgehalt an Helium steigende Werte. Das Mittel aus diesen Werten:

$$A = 2{,}517; \quad B = 2{,}381$$

gibt, rückwärts in die Formel eingesetzt, Zahlen, die eine Maximalabweichung von 11 Proz. von den beobachteten Werten zeigen.

Ich habe daher versucht, diese Konstanten direkt aus meinen Beobachtungen zu bestimmen und als Näherungswerte

$$A = 0{,}3832; \quad B = 2{,}9184$$

erhalten. Die hiermit berechneten Werte stimmen mit den beobachteten bis auf ungefähr 3 Proz. überein.

Begnügt man sich jedoch nicht mit diesen Näherungswerten, sondern bestimmt A und B aus den Beobachtungen so genau wie möglich, so findet man für beide komplex imaginäre Werte. Indem ich je zwei beobachtete Werte von k zu ihrer Berechnung benutzte, erhielt ich:

$$A_1 = 0{,}16799 \mp 0{,}35490 \cdot i$$
$$B_1 = 2{,}88287 \pm 0{,}38231 \cdot i$$
$$A_2 = 0{,}14431 \mp 0{,}29318 \cdot i$$
$$B_2 = 2{,}90911 \pm 0{,}36235 \cdot i$$

und als Mittel:

$$A = 0{,}1562 + 0{,}3240 \cdot i$$
$$B = 2{,}8960 + 0{,}3723 \cdot i.$$

Setzen wir jetzt:

$$A = a_1 + b_1 \cdot i$$
$$B = a_2 + b_2 \cdot i,$$

so läßt sich die oben angeführte Formel für k bei alleiniger Berücksichtigung des reellen Teiles — der imaginäre hebt sich selbstverständlich fort — auf folgende Form bringen:

$$k = \frac{k_1\left(1 + a_1 \frac{p_2}{p_1}\right)}{\left(1 + a_1 \frac{p_2}{p_1}\right)^2 + \left(b_1 \frac{p_2}{p_1}\right)^2} + \frac{k_2\left(1 + a_2 \frac{p_1}{p_2}\right)}{\left(1 + a_2 \frac{p_1}{p_2}\right)^2 + \left(b_2 \frac{p_1}{p_2}\right)^2}.$$

Hierin treten vier statt zwei Konstanten auf, die sich aber schon aus zwei Beobachtungen berechnen lassen. Die nach der umgeformten Gleichung berechneten Werte weichen von den beobachteten noch nicht um 0,5 Proz. ab.

Wenn auch jetzt die einzelnen Wertepaare der vier Mischungen eine sehr gute Übereinstimmung zeigen, so läßt sich aus der ganzen Betrachtung doch nur schließen, daß die Theorie keine brauchbare Formel zur Berechnung des Wärmeleitungskoeffizienten liefert, daß sich dagegen die zuletzt angeführte Relation, die wir aus der theoretisch abgeleiteten auf Grund der Beobachtungen gewonnen haben, als Interpolationsformel für Argon-Helium-Gemische sehr gut verwenden läßt.

Halle a. d. S., Physik. Institut, Januar 1908.

(Eingegangen 31. Januar 1908.)

Tagesereignisse.

Die **Senckenbergsche Naturforschende Gesellschaft in Frankfurt a. M.** hat den von Reinach-Preis, den sie alle zwei Jahre für die beste Arbeit über Geologie, Mineralogie oder Paläontologie aus der weiteren Umgebung von Frankfurt verleihen kann, diesmal einer Arbeit von Prof. Dr. F. Kinkelin in Frankfurt a. M. und Prof. Dr. H. Engelhardt in Dresden über „Oberpliocäne Flora und Fauna des Untermaintales, insbesondere des Frankfurter Klärbeckens" zuerkannt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Greifswald Dr. Otto Anselmino in die pharmazeutische Abteilung des Kaiserlichen Gesundheitamtes in Berlin.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Innsbruck Dr. Heinrich Mache zum a. o. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Wien, der Privatdozent für Physik an der Universität Gießen Dr. Heinrich Willy Schmidt zum a. o. Professor, der o. Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Paul Stäckel zum o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Ingenieur Otto Kasdorf in Wien zum Professor der Maschinenkunde an der Universität Montevideo, der Ingenieur Hans Bonte zum ord. Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Karlsruhe an Stelle des in den Ruhestand getretenen Geh. Hofrat Professor Dr. Karl Keller.

In den Ruhestand: Der Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität Leipzig Hofrat Dr. Max Guthzeit.

Verliehen: Dem Dozenten für Maschinenkunde an der Universität Berlin Albrecht von Jhering der Titel eines Geh. Regierungsrates.

Ehrung: Der Professor der mathematischen Astronomie an der Universität Paris Henri Poincaré wurde in die Académie française gewählt, dem a. o. Professor der Chemie an der Universität Halle Dr. Daniel Vorländer wurde die goldene Cothenius-Medaille verliehen.

Gestorben: Der o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule München Dr. Anton v. Braunmühl, der o. Professor der Mathematik und Astronomie an der Universität Helsingfors Dr. Lorenz Lindelöf, der durch Forschungen auf dem Gebiete der Spektralanalyse bekannte Gelehrte Henry Clifton-Sorby in Sheffield, der o. Professor der organischen und physiologischen Chemie an der Universität Tübingen Dr. Gustav v. Hüfner.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 9 am 20. April 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
E. Riecke, Über eine räumliche Darstellung der Serienschwingungen und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des Kaliums. S. 241.
W. Ritz, Über die Spektren der Alkalien. S. 244.
O. Hahn, Zur Nomenklatur der Thoriumverbindungen. S. 245.
O. Hahn, Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Mesothor und Radiothor. S. 246.
M. Levin u. R. Ruer, Über die Einwirkung von Kaliumsalzen auf die photographische Platte. S. 248.
W. Makower u. S. Ruß, Über den Zerfall von Radium B und C bei hoher Temperatur. S. 250.
O. Lehmann, Die absolut höchste Temperatur. S. 251.
H. Rausch v. Traubenberg u. B. Monasch, Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen. S. 251.
L. W. Austin, Kontakt-Gleichrichter. S. 253.
W. Voigt, Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller. S. 256.
K. Kähler, Registrierungen der Niederschlags-Elektrizität mit dem Benndorf-Elektrometer. S. 258.
L. Baumgardt, Kleine periodische elektromotorische Kräfte beliebigen zeitlichen Verlaufs. S. 260.
L. Kann, Einfacher Vorlesungsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. S. 263.

Vorträge von der 79. Naturforscherversammlung zu Dresden 1907:
H. Görges, Allgemeine Sätze über den Betrieb von n parallel geschalteten Wechselstrommaschinen. S. 265.

Besprechungen:
F. L. Kohlrausch, Einführung in die Differential- und Integralrechnung nebst Differentialgleichungen. S. 270.
R. Blochmann, Luft, Wasser, Licht und Wärme. S. 270.
Handbuch der Physik. I. Band 1. Hälfte. Allgemeine Physik. S. 270.
A. Föppl, Die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie. S. 270.
H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik. S. 271.
A. Righi, Die modernen Theorien der physikalischen Erscheinungen. S. 272.
G. Athanasiadis, Lehrbuch der Physik. S. 272.
J. Bosscha, Lehrbuch der Physik und ihrer wichtigsten Anwendungen. S. 272.
H. Kyser, Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel. S. 273.

Personalien. S. 273.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1908. S. 273.

Gesuche. S. 288.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine räumliche Darstellung der Serienschwingungen und über die neue, von Bergmann entdeckte Serie des Kaliums.

Von Eduard Riecke.

In meinem Lehrbuche der Physik habe ich darauf aufmerksam gemacht, daß man die drei lange bekannten Serien der Alkalimetalle als Partialschwingungen eines dreidimensionalen Systems auffassen kann. Versteht man unter n, m, r ganze Zahlen zwischen 1 und ∞, so sind die Schwingungszahlen des Systems enthalten in der Formel

$$N = \boldsymbol{N}\left\{\frac{1}{\left(n+\nu+\frac{\nu'}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m+\frac{1}{2}+\mu+\frac{\mu'}{m^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r+\varrho+\frac{\varrho'}{r^2}\right)^2}\right\}.$$

Hier ist $\boldsymbol{N}$ die von Ritz eingeführte universelle Konstante; $\nu, \mu, \varrho, \nu', \mu', \varrho'$ sind Konstanten, die für die einzelnen Metalle verschiedene, charakteristische Werte besitzen.

Setzen wir in der allgemeinen Formel $m = 1$ und $r = \infty$, so erhalten wir die Hauptserie:

$$N = \boldsymbol{N}\left\{\frac{1}{\left(n+\nu+\frac{\nu'}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{(1{,}5+\mu+\mu')^2}\right\}$$

Setzen wir $n = 2$ und $r = \infty$, so erhalten wir die zweite Nebenserie

$$N = \boldsymbol{N}\left\{\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(m+\frac{1}{2}+\mu+\frac{\mu'}{m^2}\right)^2}\right\}.$$

Setzen wir $n = 2$ und $m = \infty$, so erhalten wir die erste Nebenserie.

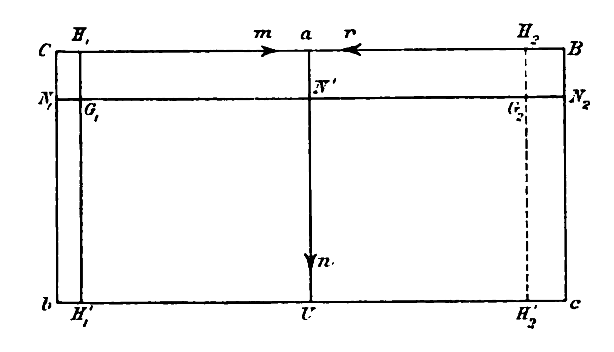
$$N = \boldsymbol{N}\left\{\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(r+\varrho+\frac{\varrho'}{r^2}\right)^2}\right\}.$$

Wir gehen nun über zu der graphischen Darstellung der Schwingungszahlen. Zu diesem Zwecke könnten wir zunächst die Zahlen n, m, r auf drei zueinander senkrechten Achsen abtragen. Wir brauchen aber für die Darstellung noch die unendlich großen Werte von n, m, r; wollen wir ein anschauliches Bild der Verhältnisse behalten, so müssen wir den Maßstab der Zeichnung mit wachsender Ordnungszahl immer mehr verkleinern, so daß an Stelle der unendlich fernen Punkte der Achsen Punkte im Endlichen treten. Wir konstruieren dementsprechend einen Würfel und tragen auf den drei von der Ecke O ausgehenden Kanten OA, OB, OC die Zahlen n, m, r ab. Die Ecke O entspricht dann den Werten $n = m = r = 0$; die Ecke A den Werten $n = \infty$, $m = r = 0$; die Ecke B den Werten $n = 0$, $m = \infty$, $r = 0$; die Ecke C den Werten

$n = m = 0$, $r = \infty$. Die den Ecken O, A, B, C gegenüberliegenden Würfelecken seien U, a, b, c. Für die Ordnungszahlen dieser Ecken ergibt sich das folgende Schema:

	n	m	r
a	0	∞	∞
b	∞	0	∞
c	∞	∞	0
U	∞	∞	∞

Für die Hauptserie und die zweite Nebenserie ist $r = \infty$; alle diesen Serien angehörenden Schwingungszahlen werden also durch Punkte der Würfelseite $CaUb$ dargestellt. Für die erste Nebenserie ist $m = \infty$; die Punkte, welche ihren Schwingungszahlen entsprechen, liegen auf der Würfelseite $BaUc$. Wir können daher die ganze Zeichnung in einer Ebene ausführen, wenn wir die Seite $BaUc$ um die Kante aU umklappen, so daß sie mit $CaUb$ in eine Ebene zu liegen kommt. Die Hauptserie wird dann dargestellt durch die Linie H_1H_1', welche durch



den Punkt $m = 1$ der Kante Ca parallel mit Cb hindurchgeht; die zweite Nebenserie wird dargestellt durch die mit Ca parallele Linie N_1N', welche durch den Punkt $n = 2$ der Kante Cb hindurchgeht. Beiden Serien ist die durch $n = 2$ und $m = 1$ bestimmte Schwingungszahl gemeinsam; sie wird durch den Kreuzungspunkt der Linien H_1H_1' und N_1N' dargestellt. Wir wollen die Schwingungszahlen durch dieselben Buchstaben bezeichnen, wie die ihnen in der Zeichnung entsprechenden Punkte; dann ist:

$$G_1 = +N\left\{\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2} - \frac{1}{(1,5+\mu+\mu')^2}\right\},$$

$$H_1' = N\frac{1}{(1,5+\mu+\mu')^2},$$

$$N' = N\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2}.$$

Setzen wir fest, daß die Schwingungszahlen stets als positiv betrachtet werden sollen, so sind bei den rechts stehenden Ausdrücken die positiven Werte zu benutzen. Wir erhalten dann die Beziehung:

$$G_1 = \pm\{H_1' - N'\}.$$

Die Schwingungszahlen der ersten Nebenserie werden durch die Punkte einer Linie N_2N' dargestellt, welche durch den Punkt $n = 2$ der Kante Bc parallel mit Ba hindurchgeht und daher in die Verlängerung von N_1N' fällt.

Wir kommen nun zu der neuen von Bergmann[1]) entdeckten Serie. Was wir auf Grund der Rechnungen von C. Runge[2]) über die neue Serie wissen, ist folgendes:

1. Ihre Schwingungszahlen lassen sich darstellen in der Form:

$$N = +\left\{H_2' - \frac{N}{\left(x+\xi+\frac{\xi'}{x^2}\right)^2}\right\}.$$

Hier bezeichnet x eine ganze Zahl zwischen 1 und ∞, ξ und ξ' sind Konstanten.

2. Die neue Serie hat eine Schwingungszahl gemeinsam mit der ersten Nebenserie; diese gemeinsame Zahl sei durch den Punkt G_2 der Linie N_2N' dargestellt; wir erhalten sie, wenn wir in der Formel der ersten Nebenserie für r eine bestimmte Zahl setzen, die mit r_1 bezeichnet werden möge. Es ist daher:

$$G_2 = +N\left\{\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(r_1+\varrho+\frac{\varrho'}{r_1^2}\right)^2}\right\}.$$

3. Die der ersten Nebenserie und der neuen Serie gemeinsame Schwingungszahl genügt der Bedingung:

$$G_2 = \pm\{H_2' - N'\}.$$

Nun ist:

$$N' = \frac{N}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2}.$$

Somit:

$$H_2' = \frac{N}{\left(r_1+\varrho+\frac{\varrho'}{r_1^2}\right)^2}.$$

Für die Schwingungszahlen der neuen Serie ergibt sich damit die Formel:

$$N = +N\left\{\frac{1}{\left(x+\xi+\frac{\xi'}{x^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r_1+\varrho+\frac{\varrho'}{r_1^2}\right)^2}\right\}.$$

Unter den Schwingungszahlen, welche durch diese Gleichung dargestellt sind, muß sich nun auch die Zahl G_2 befinden, für welche die Gleichung gilt:

$$G_2 = \pm N\left\{\frac{1}{\left(2+\nu+\frac{\nu'}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(r_1+\varrho+\frac{\varrho'}{r_1^2}\right)^2}\right\}.$$

1) Bergmann, Dissertation, Jena 1907.
2) Runge, diese Zeitschr. 9, 1, 1908.

Man genügt dieser Bedingung, indem man $x = 2$, $\xi = \nu$, $\xi' = \nu'$ setzt. Man kann endlich noch x vertauschen mit n, denn beide bezeichnen nur eine Zahl aus der Reihe 1 bis ∞. Für die Schwingungszahlen der neuen Serie ergibt sich dann die Formel:

$$N = \pm N \left\{ \frac{1}{\left(n + \nu + \frac{\nu'}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r_1 + \varrho + \frac{\varrho'}{r_1^2}\right)^2} \right\}.$$

Sie folgt aus dem allgemeinen Ansatze, wenn man in diesem $m = \infty$ und r gleich einer bestimmten Zahl r_1 setzt. Die neue Serie wird somit dargestellt durch eine Linie, die durch den Punkt r_1 der Kante Ba parallel zu Bc hindurch geht. Die neue Serie steht also zu der ersten Nebenserie in derselben Beziehung wie die Hauptserie zu der zweiten Nebenserie; sie würde dementsprechend als eine zweite Hauptserie zu bezeichnen sein.

Nach Ritz gelten für die Serien des Kaliums die folgenden Formeln:

1. Hauptserie:

$$\frac{N}{N} = \frac{1}{\left(n + 0{,}29034 - \frac{0{,}2239}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{(1{,}5 + 0{,}31789 - 0{,}1076)^2}$$

2. Nebenserie:

$$\frac{N}{N} = \frac{1}{\left(2 + 0{,}29034 - \frac{0{,}2239}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + {}^1\!/_2 + 0{,}31789 - \frac{0{,}1076}{m^2}\right)^2}.$$

1. Nebenserie:

$$\frac{N}{N} = \frac{1}{\left(2 + 0{,}29034 - \frac{0{,}2239}{4}\right)^2} - \frac{1}{\left(r - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{r^2}\right)^2}.$$

Somit:

2. Hauptserie:

$$\frac{N}{N} = \frac{1}{\left(n + 0{,}29034 - \frac{0{,}2239}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r_1 - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{r_1^2}\right)^2}.$$

Es bleibt nun noch übrig die Bestimmung der Zahl r_1; zu diesem Zwecke gehen wir aus von der Gleichung:

$$G_2 = \pm \{H_2' - N'\}.$$

Da den Beobachtungen zufolge $N' > H_2'$, so ist auf der rechten Seite das negative Zeichen zu nehmen; wir erhalten daher:

$$H_2' = N' - G_2.$$

Nun ist $N' = 21968{,}3$; ferner nach den Messungen von Bergmann $G_2 = 8502{,}0$, somit:

$$H_2' = 13466{,}3.$$

Auf der andern Seite entspricht dem Ende der zweiten Hauptserie die Schwingungszahl:

$$H_2' = \frac{N}{\left(r_1 - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{r_1}\right)^2}.$$

Setzt man hier für H_2' den gefundenen Wert, für N die Zahl 109675, so ergibt sich zur Berechnung von r_1 die Gleichung:

$$r_1 - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{r_1^2} = 2{,}854.$$

Da aber r_1 eine ganze Zahl aus der Reihe 1 bis ∞ sein muß, so ist offenbar nur der Wert $r_1 = 3$ möglich. Mit diesem wird:

$$r_1 - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{r_1^2} = 2{,}8572 \text{ und } H_2' = 13435.$$

Damit wird dann

$$G_2 = 8533,$$

während aus den Beobachtungen von Bergmann folgt: $G_2 = 8502$.

Die endgültige Formel für die Schwingungszahlen der neuen Hauptserie wird:

$$\frac{N}{N} = \frac{1}{\left(n + 0{,}29034 - \frac{0{,}2239}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(3 - 0{,}2828 + \frac{1{,}26}{9}\right)^2}.$$

Bemerkt muß noch werden, daß die im vorhergehenden benutzten Zahlen sich auf die weniger brechbare Linie der Paare beziehen. Benützt man die stärker brechbarere Linie, so wird:

$$H_2' = 13460{,}4;$$

in den übrigen Resultaten tritt keine wesentliche Änderung ein. Für G_2 gibt die Rechnung 8589; dagegen ist nach den Beobachtungen Bergmanns für die brechbarere Linie:

$$G_2 = 8563.$$

(Eingegangen 14. März 1908.)

Über die Spektren der Alkalien.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn C. Runge.[1])

Von W. Ritz.

Durch die photo-phosphorographische Methode hat Herr A. Bergmann kürzlich[2]) neue, im Rot und Ultrarot verlaufenden Serien von *K*, *Rb*, *Cs* entdeckt. Herr Runge hat hieran die Bemerkung geknüpft, es ständen die neuen Serien zur ersten Nebenserie in derselben Beziehung wie die Hauptserie zur zweiten Nebenserie, woraus sich der Nachweis einer zur ersten Nebenserie gehörigen Hauptserie ergäbe. Die numerischen Beziehungen, auf die Herr Runge diesen Schluß gründet, sind zwar nur roh angenähert, doch konnte der Fehler möglicherweise an der bei der geringen Genauigkeit der Messungen sehr bedeutenden Unsicherheit der Extrapolation liegen. Als Kriterium für die Richtigkeit seiner Annahme hebt Herr Runge mit Recht hervor, daß die Differenzen der Schwingungszahlen der Paare der neuen Serien, die nur bei *Cs* und auch da von Herrn Bergmann nur quantitativ sehr unsicher beobachtet wurden, nicht konstant sein sollten (wie es Herr Bergmann angibt), sondern mit wachsender Ordnungszahl, wie bei der Hauptserie, enger zusammenrücken müßten.

Nun sind aber schon früher von Saunders[3]) dieselben *Cs*-Linien (nebst weiteren Gliedern der Serie), soweit ihre Wellenlänge kleiner als 9000 ist, photographisch mit dem Konkavgitter beobachtet und gemessen worden, wobei eine wesentlich höhere Genauigkeit erzielt wurde. Saunders bemerkte auch ihren Seriencharakter, bildete aber irrtümlicherweise aus ihnen zwei Serien, die nun durch die bekannten Formeln sich nicht darstellen ließen. Die Differenzen der Schwingungszahlen (diese fünfstellig geschrieben) sind:
96; 98,5; 97,5; 98,4; 97,7; 80 (sehr unsicher), wozu noch nach A. Bergmann das erste Glied mit 97,5 kommt. Damit ist, in bester Übereinstimmung mit A. Bergmann, die Konstanz der Differenzen der Schwingungszahlen erwiesen; die neue Serie hat den Charakter einer Nebenserie, womit die von Herrn Runge gemachte Annahme hinfällig wird.

Durch die Auffindung von Satelliten der ersten Nebenserie war Saunders in der Lage nachzuweisen, daß auch bei *Cs* das Gesetz der konstanten Differenzen streng gültig ist. Für die schon bekannten Serien ist die Differenz 554; für die neue 97,5. Man wird daher eher geneigt sein, die neue Nebenserie als eine Analogie zu den Nebenserien engerer Tripletts resp. Paare von *O*, *S*, *Se*, vielleicht auch zu den einfachen Linien von *He* zu betrachten. Allein auch diese Hypothese ist hinfällig. Berechnet man nämlich bei *Cs* das Linienpaar $n = 3$, so ergibt sich $\lambda = 2{,}19\,\mu$ und $2{,}24\,\mu$ nach Bergmann, wobei die letzte Stelle unsicher ist. Nun hat W. J. H. Moll[1]) die infraroten Spektren der Alkalien bis $4\,\mu$ untersucht; bei *Cs* fand er die Linien $1{,}0028\,\mu$ und $1{,}0127\,\mu$ von Bergmann (die er allerdings nicht trennen konnte) mit der Intensität 90, ebenso das folgende Paar bei $0{,}80\,\mu$ (Intensität 40). Das Paar $n = 3$ sollte also eine größere Intensität besitzen. Aber Herr Moll findet in dieser Spektralgegend nur zwei schwache Linien $2{,}08\,\mu$ (Intensität 5) und $2{,}41\,\mu$ (Intensität 5). Wenn auch aus der numerischen Abweichung keine sicheren negativen Schlüsse zu ziehen sind, so ist das Fehlen[2]) intensiver Linien von $1{,}4\,\mu$ bis $4\,\mu$ ein hinreichender Beweis dafür, daß die Linien $m = 3$ fehlen, oder wenigstens sehr schwach sind.

Nun ist die erste Nebenserie von Wasserstoff die Balmersche Serie

$$\frac{1}{\lambda} = 109675{,}0\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right],$$

in welcher der Wert $m = 2$ singulär wird ($\lambda = \infty$). Es hat sich merkwürdigerweise bei *He*[3]), *Zn*, *Cd*, *Hg*[4]), *Tl*[5]), wo Beobachtungen vorliegen, gezeigt, daß die entsprechende Linie $m = 2$, für welche man eine bedeutende Intensität erwarten sollte, sicher fehlt. Gleiches gilt für *Na* nach den Beobachtungen von Moll. Hier sollte $\lambda = 3{,}240\,\mu$ sein; für $m = 3$ ($\lambda = 0{,}820$) findet Moll die Intensität 240; während bei $3{,}24\,\mu$ ($m = 2$) überhaupt keine Linie liegt, und in der Nähe sich nur schwache Linien finden. Existiert aber die Linie $n = 2$ nicht, so kann auch die zugehörige Hauptserie, deren erstes Glied sie ist, nicht wohl existieren.[6])

Man wird also vermuten, daß es sich bei den von Herrn Bergmann gefundenen Serien um erste Nebenserien handle, die, dem Rydbergschen Schema entsprechend, der hypothetischen Wasserstoffserie

1) Diese Zeitschr. **9**, 1, 1908.
2) A. Bergmann, Inaug.-Diss. Jena 1907.
3) P. Saunders, Astrophys. Journ. **20**, 188, 1904

1) W. J. H. Moll, Proc. Amst. Acad. Wetensch. 26. Jan. 1907 (aus der Inaug.-Dissert.).
2) Die Linien $3{,}51\,\mu$ (Intensität 30) und 3,00 (Intensität 50) bilden das Paar $n = 3$ der ersten Nebenserie.
3) C. Runge u. F. Paschen, Astrophys. Journ. Januar 1896.
4) H. Hermann, Inaug.-Diss. Tübingen 1904.
5) Vgl. eine demnächst in den Ann. der Physik erscheinende Arbeit des Verf. „Magnetische Atomfelder u. Serienspektren".
6) Zwar haben Runge u. Paschen insbesondere bei *Cu*, *Ag* Linienpaare gefunden, deren magnetische Zerlegung u. Abstand die für diese neue Hauptserie zu fordernden sind. Allein es war mir nicht möglich, auch nur einen roh angenäherten, zahlenmäßigen Anschluß an die erste Nebenserie zu finden, wie er zwischen der zweiten Nebenserie und der Hauptserie besteht.

$$\frac{1}{\lambda} = 109675{,}0\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right]$$

analog wären. Damit würde das Fehlen der Linien für $m = 3$ sich einigermaßen erklären, und ferner der befremdliche Umstand, daß die neuen Serien mit wachsendem Atomgewicht statt, wie gewöhnlich, nach größeren λ, nach kleineren rücken. Die Grenzen der Serien sind in der Tat nach Bergmann, wenn $\frac{1}{\lambda}$ fünfstellig geschrieben wird:

bei K: 13482; bei Rb; 14344; bei Cs 16888 und 16792

und nach den Rydbergschen Anschauungen wären die Serien in der Form zu schreiben:

$$K\colon\ 109675\left[\frac{1}{[3-0{,}1478]^2} - \frac{1}{[m-0{,}0081]^2}\right]$$

$$Rb\ \ 109675\left[\frac{1}{[3-0{,}2349]^2} - \frac{1}{[m-0{,}0145]^2}\right]$$

$$Cs\ \ 109675\left[\frac{1}{[3-a]^2} - \frac{1}{[m-0{,}0176]^2}\right],$$

wo $a = 0{,}4516$ und $0{,}4443$ ist.

Man erkennt, daß sowohl in den ersten, als in den zweiten Klammern die Zahlen 0,1478, 0,0081 usw., welche die Abweichung vom Wasserstoffspektrum bedingen, mit wachsendem Atomgewicht dem absoluten Werte nach zunehmen, wie es bei den übrigen Serien der Alkalien der Fall ist.

Zwischen den Konstanten der neuen Serien und denen der früher bekannten konnte ich keine Beziehungen finden. Die von Herrn Runge aufgestellten, angenäherten Relationen sind bedeutungslos, da sie, wie oben gezeigt, mit den genauen numerischen Werten der Schwingungsdifferenzen nicht vereinbar sind.

Zürich, März 1908.

(Eingegangen 5. März 1908.)

Zur Nomenklatur der Thoriumverbindungen.

Von Otto Hahn.

In einer mit dieser gleichzeitig erscheinenden Mitteilung (S. 246) wird der Beweis erbracht, daß das vom Verfasser kurz beschriebene langlebige Zwischenprodukt im Thorium, das sog. Mesothorium, kein einheitlicher Körper ist, sondern aus zwei verschiedenen in genetischer Beziehung zueinander stehenden Substanzen besteht. Die erste hat eine Halbierungskonstante von etwa 5,5 Jahren und ist augenscheinlich strahlenlos; sie wandelt sich mit einer Periode von 6,20 Stunden in eine neue Substanz um, die sich chemisch und radioaktiv durchaus von der ersteren unterscheidet. Die kurzlebige Substanz ist dann höchstwahrscheinlich das direkte Mutterprodukt des Radiothors.

Es erhebt sich nun eine gewisse Schwierigkeit in Hinsicht der Nomenklatur der Thoriumverbindungen, indem für die neue kurzlebige Substanz eine Bezeichnung eingeführt werden muß. Nochmals ein anderes Beiwort zum Namen Thorium zu wählen, scheint unübersichtlich und nicht angebracht. Das Nächstliegende wird es sein, den Namen Mesothor beizubehalten und die beiden Produkte mit einem Index zu versehen, wie dies z. B. für das komplexe Radium E[1]) geschehen ist. Es würde also Mesothorium 1 und Mesothorium 2 zu unterscheiden sein, wenn es sich um die einzelnen Produkte handelt, während man im allgemeinen den Namen Mesothor beibehalten könnte für das Gemisch der beiden Substanzen.

Ich möchte indessen bei dieser Gelegenheit eine andere Nomenklatur für die ersten Zerfallsprodukte des Thoriums vorschlagen, die vor der oben genannten den Vorzug der Kürze besitzt. Wie man für die sukzessiv aufeinander folgenden Glieder der komplexen aktiven Beschläge des Radiums, Thoriums und Aktiniums nach dem Beispiele Rutherfords die Bezeichnung A, B, C usw. eingeführt hat, so könnte man die Thoriumprodukte vor dem lange bekannten Thorium X als Thorium 1, 2 und 3 bezeichnen und vermiede dadurch die langen Namen Mesothorium 1, Mesothorium 2, Radiothorium. Ich möchte daher jene kürzeren Bezeichnungen zur Anwendung vorschlagen, zum mindestens sie in solchen Fällen anwenden, wo es sich um Trennungen und Unterscheidungen der einzelnen Glieder handelt.

Eine Übertragung auf den übrigen radioaktiven Körper erscheint nicht, wenigstens vorläufig nicht, vonnöten, so daß man die neue Bezeichnung auf die Glieder der Thoriumreihe beschränken kann. Die Zerfallsprodukte des Thoriums wären also danach die folgenden:

Thorium,
|
Thorium 1 (Mesothorium 1),
|
Thorium 2 (Mesothorium 2),
|
Thorium 3 (Radiothorium),
|
Thorium X,
|
Emanation,
|
Thorium A,
|
Thorium B,
|
Thorium C,
|
Inaktives Endprodukt.

1) Siehe Meyer und v. Schweidler.

(Eingegangen 7. März 1908.)

Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Mesothor und Radiothor.

Von Otto Hahn.

In einer Mitteilung über ein neues Zwischenprodukt im Thorium [1]) habe ich angegeben, daß die Umwandlung des Thoriums in das Radiothor nicht unmittelbar erfolgt, sondern daß wir ein Zwischenprodukt annehmen müssen mit einer Zerfallsperiode länger als der des Radiothors. Die Substanz wurde aus Monazitsandrückständen und auch aus älteren Thorsalzen abgeschieden; sie zeigte über Monate hinaus ein konstantes Ansteigen der Aktivität, und dieser Anstieg rührte von der Bildung des Radiothors her, was an der charakteristischen Emanation einwandfrei nachgewiesen werden konnte. Ich nannte den Körper Mesothorium.

In einer späteren Arbeit „Über die Strahlen der Thoriumprodukte" [2]) habe ich dann die Angabe gemacht, daß die neue Substanz β-Strahlung aussendet, während das Thorium selbst α-Partikeln emittiert.

Im Laufe der weiteren Untersuchungen hat sich nun gezeigt, daß das Mesothorium keine einheitliche Substanz ist, sondern aus zwei, in genetischem Zusammenhange stehenden Bestandteilen sich zusammensetzt; und zwar zerfällt das langlebige eigentliche Mesothorium ohne erkennbare Strahlenabgabe in ein neues Produkt, das die oben erwähnten β-Strahlen [3]) aussendet und eine Zerfallsperiode von 6,20 Stunden besitzt.

In einem Gemisch der verschiedenen Zerfallsprodukte des Thoriums kann man das neue Produkt leicht übersehen, auch würde eine Reindarstellung — also eine Trennung von allen anderen Zerfallsprodukten des Thors — wohl kaum gelingen. Man kommt aber zum Ziele, wenn man von einem im radioaktiven Sinne möglichst reinen Mesothorium ausgeht. In einem solchen Präparat gelingt die Spaltung des ursprünglichen Mesothors in zwei einheitliche Komponenten ohne Schwierigkeit.

In der dieser Mitteilung vorangehenden Notiz habe ich angegeben, daß ich für das eigentliche Mesothor als dem ersten Zerfallsprodukt des Thoriums den Namen Thorium 1 vorschlage und für die neue Substanz Thorium 2.

Die Abtrennung des Thorium 2 vom Thorium 1 geschieht zweckmäßig mit Ammoniak. Thorium 2 fällt aus, während man Thorium 1 in Lösung halten kann. Natürlich ist es dabei notwendig, daß man den zu verarbeitenden Lösungen einen Stoff zusetzt, der mit Ammoniak in chemisch erkennbarer Menge gefällt wird, da ja die mit Ammoniak abzutrennende radioaktive Substanz in unwägbarer und unsichtbarer Menge vorliegt.

Das Zirkon habe ich aus verschiedenen Gründen für recht zweckmäßig erkannt, als Niederschlagsmittel bei der Ammoniakfällung zu dienen. Wenige Tropfen einer Zirkonchloridlösung wurden der zu fällenden Lösung zugesetzt; bei Zusatz von reinem Ammoniak mit dem Zirkonium fällt dann das Thor 2 aus, läßt sich durch Filtration vom Thor 1 trennen und auf seine radioaktiven Eigenschaften hin untersuchen.

Hierbei ist indes folgendes zu beachten. Mesothorium bildet mit seiner charakteristischen Periode das Radiothor oder Thorium 3 (siehe vorstehende Notiz); fast gleichzeitig mit diesem entsteht das Thorium X und die übrigen Zerfallsprodukte. Fällt man nun in der oben angegebenen Weise ein Mesothorpräparat, das auch nur kurze Zeit sich selbst überlassen war, so wird mit dem Ammoniak das neugebildete Radiothor und der aktive Beschlag gefällt. Während das Radiothor selbst für die Zerfallskurven des zu untersuchenden β-strahlenden Thor 2 von keiner Bedeutung ist, so ist dies wohl der Fall für den mit dem Radiothor abgetrennten und auch indirekt aus ihm entstehenden aktiven Beschlag, der ja in dem Thorium C sehr durchdringende β-Strahlen aufweist. Diese β-Strahlung wird dann die etwas weichere des Thorium 2 zum Teil überdecken und die Kurven beeinflussen.

Aus diesen Gründen wurden daher auch früher Abklingungswerte gefunden, die zu hoch waren und keinem reinen Exponentialgesetz folgten. In jüngster Zeit ausgeführte Versuche mit sorgfältig und häufig gereinigtem Mesothor haben indes für das Thorium 2 sehr befriedigende Werte und einheitliche Abklingungskurven ergeben.

Die Figur 1 gibt die charakteristischen Kurven für den Abfall eines reinen Thorium 2-Präparates (Kurve A) und die Nachbildung des Thorium 2 aus reinem Thorium 1 (Kurve B). Die eingezeichneten Kreise geben die experimentell gefundenen Werte, wobei für Kurve A der Anfangs-, für Kurve B der Endwert auf 100 umgerechnet ist.

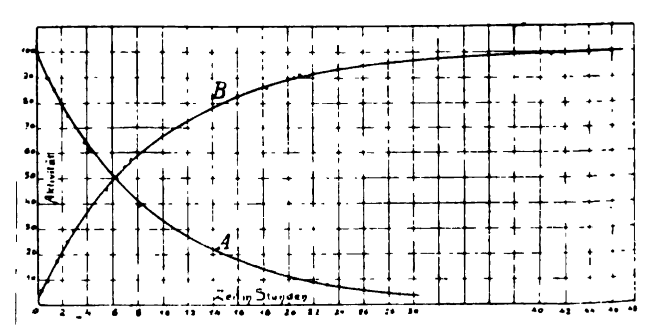


Fig. 1.

1) Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 1462.
2) Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 3304.
3) Eine Untersuchung über die β-Strahlen des Mesothors, im Vergleich zu denen anderer Radioprodukte ist in Gemeinschaft mit Frl. Dr. Lise Meitner im Gange und wird in Kürze mitgeteilt werden.

Weder bei der Zerfalls-, noch bei der Erholungskurve ist irgendeine Restaktivität oder Anfangsaktivität abgezogen worden, sondern die direkten für die β-Strahlen gefundenen Werte eingezeichnet. Man erkennt daran einerseits, daß das verwandte Mesothor einen hohen Grad radioaktiver Reinheit besessen hat, außerdem, daß die Trennung der beiden Bestandteile voneinander unter richtigen Bedingungen sehr glatt verläuft.

Nicht unerwähnt möchte ich indes lassen, daß bei der Aufnahme der Zerfallskurven des Thor 2 manchmal zu Beginn geringe Schwankungen beobachtet wurden, deren Ursache mir nicht erkennbar war. In der Mehrzahl der Fälle war indes der Abfall gleich von Beginn ab exponential, so daß ich den unbedeutenden Schwankungen keine Bedeutung zulege.

Die unmittelbar nach der Abtrennung des Thorium 2 vom Thorium 1 bei diesem zurückbleibende β-Aktivität betrug in dem angeführten Falle sicher nicht mehr als 2 Proz., wahrscheinlich weniger.

In der Figur 2 sind eine Anzahl von Abfallskurven gezeichnet, die mit verschiedenen Thorium 2-Präparaten aufgenommen wurden. Als Ordinaten sind die Logarithmen der Aktivität, als Abszissen ist die Zeit in Stunden angegeben.

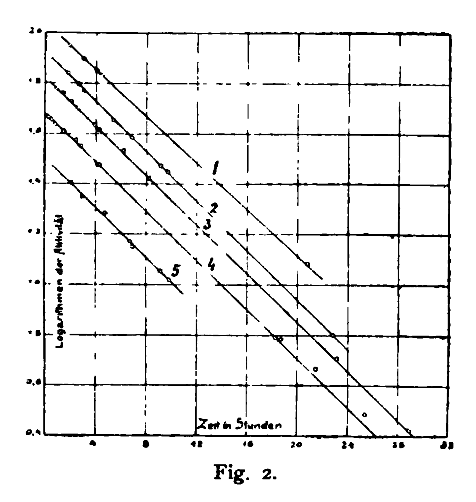


Fig. 2.

Man erkennt, daß die gefundenen Werte in guter Übereinstimmung auf geraden Linien liegen, was dem Zerfall einer einheitlichen radioaktiven Substanz entspricht. Nur die späteren Werte der vierten Kurve zeigen eine unverkennbare Abweichung von der Geraden; und zwar rührt dies in dem betreffenden Falle von einer geringen Menge des aktiven Beschlags des Thoriums her. Das zur Abtrennung des Thor 2 verwandte Mesothorium hatte nämlich schon eine kurze Zeit gestanden und dadurch eine gewisse Menge Radiothor + Zerfallsprodukten gebildet, von denen dann der aktive Beschlag mit dem Thorium 2 abgetrennt wurde.

Noch ältere, ursprünglich reine Thoriumpräparate ergaben für abgetrenntes Thorium 2 Kurven, die sich noch viel weiter von der Geraden entfernen. Die Kurven repräsentieren dann Gemische von Thorium 2 und Thorium $A+B+C$. Ich habe von einer Wiedergabe solcher Kurven abgesehen, da ja hierbei die Verhältnisse völlig klar liegen.

In der folgenden kleinen Tabelle sind die Zerfallskonstanten und die dazu gehörigen Werte für die Zerfallsperiode angegeben, wie sie bei einer Reihe von Bestimmungen erhalten worden sind; und zwar entsprechen 1—5 den Werten der in der Fig. 2 angegebenen Zerfallskurven des Thor, 2, 6 und 7 entsprechen Zahlen, wie sie aus den Erholungskurven für Thorium 2 freies Thorium 1 erhalten wurden (wovon die eine in Figur 1B gezeichnet ist).

	λ:	Zerfallsperiode:
1	0,1073	6,45 Stunden
2	0,1133	6,12 „
3	0,1115	6,22 „
4	0,1118	6,20 „
5	0,1123	6,17 „
6	0,1108	6,25 „
7	0,1118	6,20 „
Mittel unter Ausschluß des I. Wertes.	0,1118	6,20 Stunden

Zerfalls- und Erholungskurven geben also recht gute Übereinstimmung und der Mittelwert 6,20 Stunden dürfte wohl innerhalb enger Grenzen richtig sein.

2—3 Tage nach seiner Herstellung ist das Thorium 2 verschwunden und das Thorium 1 so stark als ursprünglich. Streng genommen liegen allerdings die Verhältnisse weit komplizierter. Das Thorium 2 sollte als zweiter Bestandteil des ursprünglichen Mesothors die Muttersubstanz des Radiothors oder Thorium 3 vorstellen. Daher darf auch die β-Aktivität eines Thorium 2-Präparates nicht vollständig verschwinden, sondern eine Spur sollte übrig bleiben, und diese sich während eines Monats zu einem Maximum anreichern.

Es läßt sich indes leicht ausrechnen, daß im Verhältnis zur Anfangsaktivität des Thorium 2 jene zunehmende von neugebildetem Thorium C herrührende Restaktivität nur einen verschwindenden Betrag ausmachen kann und unter gewöhnlichen Bedingungen unmöglich nachweisbar ist.

Etwas anders verhält es sich mit den α-Strahlen. Thorium 2 gibt keine α-Strahlen ab und zerfällt in das Radiothor, das α-Partikeln emittiert und seinerseits in kurzer Zeit weitere vier α-Strahlenprodukte erzeugt. Liegt daher ein absolut reines Thorium 2 vor, so steht zu erwarten,

daß man in einem α-Strahlenelektroskop anfänglich fast gar keine Wirkung beobachtet, und daß allmählich eine Aktivität sich bemerkbar mache. Nun wurde aber schon oben erwähnt, daß mit dem Thorium 2 etwa vorhandenes Radiothorium und Thorium $A + B + C$ abgeschieden wird. Beträgt nun z. B. der Gehalt des Mesothors an Thor X bezw. Radiothor Thor X nur etwa 1 Proz., so ist die α-Aktivität, die von dem einen Prozent herrührt, schon bedeutend größer, als sich bei dem Zerfall des Thorium 2 neu bilden kann. Daher wird eine für die β-Aktivität unwesentliche Verunreinigung mit Spuren der Zerfallsprodukte des Mesothors die beim Zerfall des Thorium 2 auftretende α-Aktivität sehr leicht überdecken, insbesondere als mit dem Thorium 2 Radiothor ausgefällt wird, das dann seinerseits eine Zunahme an Aktivität erfährt.

Es ist mir daher auch nicht mit Sicherheit gelungen, die Bildung des Radiothors oder Thorium 3 aus dem Thorium 2 einwandfrei nachzuweisen, obgleich ich die α-Aktivität der verwandten Präparate auf einen äußerst niedrigen Betrag herabgedrückt hatte. Da ich indes die Bildung des Radiothors aus Mesothor, also $Th\,1 + Th\,2$ innerhalb weniger Tage habe nachweisen können, und da ich außerdem in der vorliegenden Mitteilung gezeigt habe, daß das mit 6,2 Stunden zerfallende Thorium 2 ein direktes Zerfallsprodukt des Thorium 1 ist, so scheint mir der auch sonst naheliegende Schluß berechtigt, daß *Th* 1, *Th* 2 und *Th* 3 in einer direkten genetischen Beziehung zueinander stehen.

In der folgenden Tabelle gebe ich eine Übersicht über die ersten Zerfallsprodukte des Thors, wie sie sich nach dem obigen und früheren Befunden jetzt darstellen:

Produkt	Zerfallsperiode	Art der Strahlung
1. Thorium		α
2. Thorium 1 (Mesothorium 1)	etwa 5,5 Jahre	strahlenlos
3. Thorium 2 (Mesothorium 2)	6,20 Stdn.	β
4. Thorium 3 (Radiothor)	2 Jahre	α
usw.		

Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 7. März 1908.)

Über die Einwirkung von Kaliumsalzen auf die photographische Platte.

Von M. Levin und R. Ruer.

Die Ansicht, daß das Blei eine individuelle (nicht auf zufälligen Beimengungen beruhende) Aktivität besitzt, hatte durch die Untersuchungen von Campbell[1]), dem wir den größten Teil unserer Kenntnis von der Radioaktivität der „gewöhnlichen Materie" verdanken, eine wesentliche Stütze erhalten. Trotzdem ist die Richtigkeit dieser Annahme durch neuere Untersuchungen von Elster und Geitel[1]) und Mc. Lennan[2]) wieder sehr zweifelhaft geworden. Insbesondere ist die Tatsache, daß die natürliche Aktivität des Bleis nicht für alle Sorten gleich ist, ja, daß sich bei einigen alten Bleiproben keine eigene Aktivität nachweisen ließ, wohl kaum mit der Annahme einer individuellen Radioaktivität des Bleis zu vereinigen. Die Schwierigkeit, die Frage betreffs der Radioaktivität des Bleis zu entscheiden, hat ihren Hauptgrund in der außerordentlich geringen Größe der zu beobachtenden Effekte. Unter dieser Schwierigkeit und der in ihr begründeten Unsicherheit der Resultate haben naturgemäß alle Untersuchungen über die Radioaktivität der gewöhnlichen Materie zu leiden. Wir haben es daher für angezeigt gehalten, im Anschluß an die Mitteilungen von Wood und Campbell[3]) die im folgenden beschriebenen Versuche über die Aktivität des Kaliums zu unternehmen.

Wie nämlich Wood und Campbell gefunden haben, besitzen käufliche Kaliumsalze pro Gramm Kalium die gleiche Aktivität. Da jedoch die im Handel befindlichen Kalisalze wohl alle aus Staßfurt stammen, so haben Wood und Campbell neben den Handelsprodukten auch ein aus Holzasche gewonnenes Kaliumsulfat sowie eine Probe von Kalifeldspat untersucht. Während sie bei dem ersteren Präparat die Größe der Aktivität in Übereinstimmung mit der der käuflichen Salze fanden, ergab sich die Aktivität des Feldspates um etwa 17 Proz. zu hoch. Sie konnten diese Abweichung jedoch auf einen geringen Gehalt an Radium zurückführen und hielten sich daher zu dem Schlusse berechtigt, daß die Aktivität von Kaliumpräparaten von dem Kalium selbst herrühre.

Der gleiche Schluß hatte für das Blei zu einem analogen[4]), jedoch, wie eingangs erwähnt wurde, neuerdings wieder zweifelhaft gewordenen Resultate geführt. Bei dieser Sachlage erscheint es zunächst wünschenswert, möglichst viele Kaliumpräparate verschiedener Provenienz auf ihre Aktivität zu prüfen. Wir untersuchten bis jetzt folgende Kaliumpräparate:

1. Eine Pottasche, welche aus Melasseschlempe hergestellt war. Die Möglichkeit einer

1) N. R. Campbell, Jahrbuch der Radioaktiv. **2**, 434, 1905. (In dieser Arbeit finden sich Hinweise auf die ältere Literatur.) Proceed. Cambridge Phil. Soc. **13**, 282, 1906.

1) J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschr. **7**, 841, 1906; **8**, 273, 1907; H. Geitel, diese Zeitschr. **8**, 776, 1907.

2) J. C. Mc. Lennan, diese Zeitschr. **8**, 556, 1907; Phil. Mag. **14**, 760, 1907.

3) A. Wood und N. R. Campbell, Über die Radioaktivität der Alkalimetalle. Proceed. Cambridge Phil. Soc. **14**, 15, 1907; N. R. Campbell, Über die β-Strahlen des Kaliums. Proceed. Cambridge Phil. Soc. **14**, 211, 1907.

4) N. R. Campbell, Proc. Cambr. Phil. Soc. **13**, 282, 1906.

indirekten Herkunft des in dieser Pottasche enthaltenen Kaliums aus Staßfurt ist wegen der Verwendung von Kalisalzen zu Düngezwecken natürlich nicht von der Hand zu weisen.

2. Ein aus dem ersten Präparat hergestelltes Sulfat.

3. Eine aus Wollschweiß gewonnene Pottasche. Wir stellten dieses Präparat aus einer Rohpottasche her, welche uns Herr G. Heintze, Direktor der Wollwäscherei und Kämmerei Döhren freundlichst überlassen hatte. Die Wahrscheinlichkeit einer indirekten Herkunft aus Staßfurt erscheint bei diesem Präparat recht gering, besonders auch aus dem Grunde, weil es größtenteils aus nichteuropäischer Wolle gewonnen ist.

4. Ein aus dem vorigen Präparat gewonnenes Sulfat.

5. Ein rohes 80 prozentiges Chlorkalium aus Staßfurt.

6. Ein aus diesem durch mehrfaches Umkristallisieren gewonnenes reines Chlorkalium.

7. Ein rohes Kaliumsulfat aus Staßfurt.

8. Ein käufliches reines Kaliumsulfat.

9. Ein käufliches reines Kaliumkarbonat.

Zur Kontrolle untersuchten wir noch folgende andere Präparate:

a) ein käufliches reines Natriumsulfat,

b) ein von der Firma Kahlbaum bezogenes Bleioxydhydrat.

c) gewöhnliches metallisches Blei unbekannter Herkunft.

Zur Untersuchung der Aktivität der Kaliumsalze wählten wir als die einfachste und sicherste die photographische Methode, da nach den Mitteilungen von Wood und Campbell das Kalium photographisch wirksame, durchdringende Strahlen aussendet.

Die von uns benutzten, 4 cm im Quadrat großen, von J. Hauff & Co., Feuerbach, bezogenen photographischen Platten waren derartig in schwarzes Papier eingewickelt, daß die lichtempfindliche Schicht mit nur einer Lage Papier überdeckt war. Auf diese wurde ein Messingblech von 1 mm Dicke gelegt, aus dessen Mitte ein kreisrundes Stück von etwa 1 cm Durchmesser ausgeschnitten war. Auf das so entstandene Loch wurde das zu untersuchende Präparat, welches sich auf einem Stückchen Seidenpapier befand, gelegt. Die mit den leicht zerfließlichen Kaliumkarbonaten beschickten Platten wurden in Exsikkatoren, welche mit Kalziumchlorid gefüllt waren, untergebracht. Mit jedem Präparat wurden mindestens drei Parallelversuche angestellt. Die Einlegung und Aufbewahrung der Platten geschah im Dunkelzimmer. Die Expositionszeit betrug 190 Tage.

Nach dieser Zeit wurden die Platten mit starker Entwicklerlösung von stets gleicher Konzentration eine Viertelstunde lang entwickelt.

Sämtliche Kaliumsalze hatten auf den photographischen Platten eine dem Loch in dem Messingblech entsprechende kreisrunde Schwärzung hervorgebracht. Die Intensität der Schwärzung war durchgängig die gleiche, indem die Unterschiede zwischen den einzelnen mit der gleichen Substanz beschickten Platten ebenso groß waren, wie zwischen Platten, auf die verschiedene Präparate eingewirkt hatten.

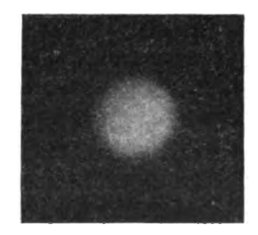
Beim Natriumsulfat ließ sich keine Einwirkung auf die Platte konstatieren, auch dann nicht, wenn die Platte mit Uranverstärker intensiv verstärkt wurde.

Beim Bleihydrat war nach der Entwicklung der Platte ebenfalls kein Effekt zu bemerken. Als aber die Platte verstärkt wurde, erschien auf ihr die schwache Andeutung eines runden Fleckes.

Dagegen hatte das metallische Blei eine Schwärzung von fast derselben Intensität wie die Kaliumsalze hervorgerufen.

Um einen ungefähren Anhalt für die Intensität der untersuchten Strahlung zu geben, bemerken wir, daß eine der Einwirkung von schwarzem Uranoxyd ausgesetzte, im übrigen ganz wie oben angegeben behandelte Platte nach 5 Stunden etwa die gleiche Schwärzung erfuhr, wie die der Strahlung der Kaliumsalze bezw. des metallischen Bleis exponierten Platten nach 190 Tagen.

In Fig. 1 ist die Kopie einer Platte, die mit dem Kaliumsalz, Präparat 2 (s. o.), beschickt war, wiedergegeben. Fig. 2 gibt das Negativ einer Platte, welche 5 Stunden der Einwirkung des Uranoxyds ausgesetzt war.



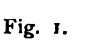


Fig. 1.

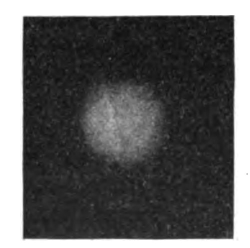


Fig. 2.

Soweit diese etwas rohe Methode eine Schätzung zuläßt, ergibt sich, daß die von den Kaliumsalzen ausgesandte durchdringende Strahlung etwa $^1/_{1000}$ der Intensität der β-Strahlung des Uranoxyds beträgt, in Übereinstimmung mit den Angaben von Wood und Campbell, welche die Intensität der Strahlungen auf elektrischem Wege maßen.

Die durch das metallische Blei hervorgerufene starke Schwärzung ist, wie das mit dem Bleioxydhydrat erhaltene Resultat beweist, höch-

stens zu einem geringen Betrage auf eine individuelle Radioaktivität des Bleis zurückzuführen.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie.

(Eingegangen 14. März 1908.)

Über den Zerfall von Radium *B* und *C* bei hoher Temperatur.

Von W. Makower und S. Ruß.

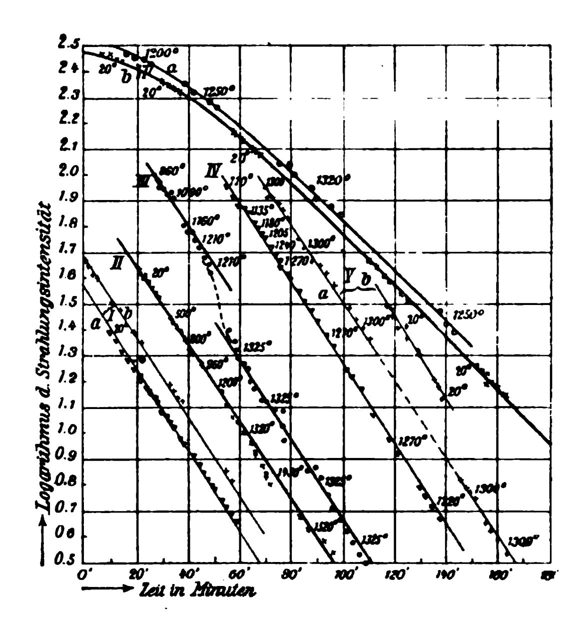
In einer früheren Nummer dieser Zeitschrift (9, 113, 1908) veröffentlichte Herr H. W. Schmidt eine Arbeit über den Zerfall von Radium *B* und *C*, namentlich des letzten. Dank der Gefälligkeit des Verfassers waren wir imstande, die Resultate, die er dort bringt, vor der Veröffentlichung näher zu studieren. Herr Schmidt schließt aus seinen Experimenten, daß

1. *Ra C* zerfällt bei einer Temperatur bis zu 1300° mit derselben Halbwertszeit wie bei gewöhnlicher Temperatur. Wenigstens muß eine etwaige Änderung dieser Konstanten in dem Genauigkeitsbereich liegen, in dem die Halbwertszeit überhaupt bestimmt ist.
2. Eine Veränderung der strahlenden Eigenschaften von *Ra C* kann durch eine Erhitzung auf 1300° nicht erreicht werden.
3. Ein aktivierter Draht klingt bei hoher Temperatur und niedriger Temperatur nach dem gleichen Gesetze ab.

Diese Schlüsse stehen in direktem Widerspruch zu den Schlußfolgerungen, die wir aus Versuchen zogen, die wir vor einiger Zeit veröffentlichten.[1])

In den ersten vier Versuchsreihen bedient sich Herr Schmidt der v. Lerchschen Methode zur Erzeugung von *Ra C* und mißt dann den Zerfall der Aktivität eines auf diese Weise aktivierten Nickelpulvers bei hoher Temperatur und bei Zimmertemperatur. Herr Schmidt schließt aus seinen Versuchen, daß eine etwaige Änderung der Zeitkonstante, die außerhalb des Genauigkeitsbereiches, mit der die Halbwertszeit des *Ra C* überhaupt bestimmt ist, ausgeschlossen sei. Dabei gibt er jedoch den wahrscheinlichen Wert dieses Genauigkeitsbereiches nicht an. Auf diese Frage wollen wir uns hier nicht einlassen, dagegen glauben wir, daß eine Änderung der Zeitkonstante von *Ra C* um wenigstens 5 Proz. durch die von Herrn Schmidt beschriebenen Experimente durchaus nicht ausgeschlossen ist.

Die erste Versuchsreihe wurde bei Zimmertemperatur vorgenommen und Herr Schmidt bestätigt, daß man nach der v. Lerchschen Methode ein reines *Ra C* herstellen kann. Die Versuchsreihen II, III, IV und V wurden dagegen teilweise bei Zimmertemperatur, teilweise bei Temperaturen bis zu 1300° vorgenommen. Herr Schmidt berichtet, daß in den Versuchsreihen II und III Störungen eingetreten seien, so daß man aus diesen zwei Versuchsreihen keine eindeutigen Schlüsse ziehen kann. Wir wollen die Diskussion deshalb auf die Versuchsreihen IV und V beschränken.



In der Versuchsreihe IV wurde ein starkes *Ra C*-Präparat in den erhitzten Ofen hineingeschoben und allmählich weiter erhitzt. Nach dieser Behandlung sollte die Zeitkonstante des *Ra C* unverändert geblieben sein. Die Abbildungen der Zerfallkurven sind in der Veröffentlichung auf so kleinem Maßstabe wiedergegeben, daß man nicht ersehen kann, ob eine Krümmung der Kurve vorhanden ist, welche die Logarithmen der Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Zeit gibt. Deshalb haben wir die Abklingungskurven nach den veröffentlichten Zahlen auf großem Maßstabe neu gezeichnet. Dabei ergibt sich in der Tat eine Krümmung der Kurve, die einen Unterschied von etwa 10 Proz. in der Zeitkonstante am Anfang (170°) und am Ende (1270°) ausmacht. Ob diese Krümmung in Wirklichkeit nur den Versuchsfehlern zuzuschreiben ist, soll hier nicht entschieden werden, jedoch ist eine Änderung von 10 Proz. durch diese Versuchsreihe durchaus nicht ausgeschlossen.

Was die Versuchsreihe V anbelangt, ist die Kurve Va der Kurve Vb nach der veröffentlichten Zeichnung nicht parallel. Auch hier hat uns eine Zeichnung in großem Maßstabe gezeigt, daß eine 5proz. Änderung der Zeitkonstante von *Ra C* wohl möglich ist.

In der Versuchsreihe VIa bei hoher Tem-

1) Proc. Roy. Soc. (A) 79, 1907.

peratur sind so wenig Beobachtungen gemacht worden, daß man nicht imstande ist, zu prüfen, ob die zwei Kurven VIa und VIb sich parallel stehen. Die Erklärung unserer Versuche, die Herr Schmidt am Schlusse seiner Mitteilung vorschlägt, erscheint uns recht unwahrscheinlich.

Manchester, Physikalisches Institut der Universität. 15. Februar 1908.

(Eingegangen 19. Februar 1908.)

Die absolut höchste Temperatur.

Von O. Lehmann.

Die absolut niedrigste Temperatur ist der absolute Nullpunkt. Darüber, welches die absolut höchste Temperatur ist, habe ich nirgendwo eine Angabe gefunden. Nimmt man gemäß der kinetischen Gastheorie an, die absolute Temperatur sei ein Maß der kinetischen Energie der Moleküle, so wäre die absolut höchste Temperatur diejenige, welche der größten Geschwindigkeit entspricht, die einem materiellen Atom von größter Masse, also größtem Atomgewicht erteilt werden kann.[1] Nach der Lehre vom Strahlungsdruck ist die höchste denkbare Geschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit. Ein strahlender Körper, also auch ein Atom, erleidet, falls die Strahlung nach allen Richtungen gleichmäßig stattfindet, was allerdings für ein Atom nicht zutreffen dürfte, einen Reaktionsstrahlungsdruck von gleicher Größe nach allen Richtungen, welcher in Dezimegadynen pro Quadratmeter ebenso groß ist wie die Energie der Strahlung in Joule pro Kubikmeter. Bewegt sich der Körper, so wird dieser Strahlungsdruck infolge des Doppler-Effekts auf der Vorderseite größer, auf der Rückseite kleiner; der Körper erfährt also einen Widerstand gegen die Bewegung, der natürlich auch zu einer Veränderung der Strahlungsemission führt. Dieser Widerstand wächst mit zunehmender Geschwindigkeit und wird unendlich, wenn diese gleich der Lichtgeschwindigkeit wird, da in diesem Falle die Energiedichte auf der Vorderseite unendlich, auf der Rückseite null wird. Höhere Geschwindigkeit, somit auch höhere entsprechende Temperatur ist nicht denkbar. Sie ist übrigens auch deshalb nicht denkbar, weil strahlende Atome notwendig elektrische Ladungen enthalten müssen, deren Anwesenheit auch aus zahlreichen anderen Erscheinungen sich ergibt (Spektrallinienserien, Zemaneffekt, Dispersion, Wärme- und Elektrizitätsleitung, elektrische Entladungen, Absorption der Lenardstrahlen usw.), namentlich auch aus dem Auftreten der molekularen Richtkraft bei flüssigen Kristallen.[1] Eine bewegte elektrische Ladung erzeugt ein magnetisches Feld um sich, dessen Energie auf Kosten der Bewegungsenergie entsteht, so daß Beschleunigung einem Widerstand begegnet, der unendlich groß wird, wenn die Geschwindigkeit auf Lichtgeschwindigkeit wächst, wohl auch dann, wenn die positive Ladung die negative umschließt, das Magnetfeld also im Innern liegt.[2] Die Änderung der Temperatur durch den Reaktions-Strahlungsdruck sowie auch durch die Selbstinduktion bewegter Elektronen müßte eigentlich bei thermodynamischen Betrachtungen berücksichtigt werden.

1) Moleküle kommen nicht in Betracht, da bei hoher Temperatur Dissoziation eintritt. Nach W. Engler (Dissertation, Freiburg i. B. 1908) wächst sogar der Atomzerfall radioaktiver Stoffe mit steigender Temperatur. (Vgl. auch Dissoziation des Quecksilberdampfs in O. Lehmann, Elektrische Lichterscheinungen, Halle 1908, S. 518.)

1) Siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, Leipzig 1904, S. 141 u. ff. u. Vierteljahrsb. d. Wien. Ver. z. Förd. d. phys. u. chem. Unterr. 12, 250, 1907.

2) Auf heftige Elektronenbewegung im Innern der Atome und innere Magnetfelder scheint der Einfluß eines Magnetfeldes auf den Entladungsgradienten hinzuweisen (s. O. Lehmann, Boltzmann-Festschrift 1904, S. 292).

Karlsruhe, 11. März 1908.

(Eingegangen 12. März 1908.)

Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen.

Von Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg und Bruno Monasch.

Auf die von Herrn Ragnar H. Rendahl gegen unsere Mitteilung[1]) „Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen" vorgebrachten Einwendungen[2]) sei im folgenden kurz erwidert:

Herr Rendahl behauptet, die früher verwendete Funkenmethode sei ebenso genau und ebenso bequem wie das von uns angegebene Meßverfahren.

Herr Rendahl übersieht dabei jedoch zunächst, daß bei der Funkenmethode die zu ermittelnden Resonanzkreisdämpfungen stets klein gegenüber der wirklich gemessenen Gesamtdämpfung $(\vartheta_1 + \vartheta_2)$ des Oszillators und Resonanzkreises sind, und ferner, daß ein Erregerkreis mit Funken gar keine konstante Dämpfung besitzt, diese sich vielmehr durch die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Stromstärke während einer Oszillations-

1) Diese Zeitschr. 8, 925, 1907.

2) Diese Zeitschr. 9, 135, 1908.

periode dauernd ändert. Man kann hier somit überhaupt nicht mehr von einem Dämpfungsfaktor sprechen, sondern muß statt seiner eine außerordentlich verwickelte Dämpfungsfunktion einführen. Demgegenüber ist schon durch das Fehlen dieser Übelstände, insbesondere aber durch die Einfachheit der Messung mit kontinuierlichen Schwingungen deren Überlegenheit dargetan; ergibt doch bei Verwendung des Thermogalvanometers die aufgenommene Resonanzkurve direkt die gesuchte Größe, die Dämpfung des Resonanzkreises, während diese bei der Funkenmethode erst nach Hinzufügung eines bekannten Dämpfungsbetrages (Widerstand) durch Substitution gefunden werden kann.

Das von uns lediglich zur Prüfung der Genauigkeit unserer Messungen benutzte Verfahren, die Dämpfung des untersuchten Resonanzkreises um einen bekannten Betrag zu vergrößern und diesen Betrag dann aus der Resonanzkurve wieder zu bestimmen, ergab einen Unterschied von ca. 5 Proz. zwischen dem gemessenen und dem bekannten Wert, eine für den damals verfolgten technischen Zweck völlig ausreichende Übereinstimmung. Daß die hierbei vorgenommene Einschaltung eines bekannten Widerstandes keineswegs, wie bei der Funkenmethode zur Dämpfungsermittelung selbst erforderlich ist, braucht wohl nach dem eben Gesagten nicht mehr hervorgehoben zu werden.

Was die Einwendungen betrifft, die Herr Rendahl von den angeblich üblen Eigenschaften der mit Hilfe des Lichtbogens gewonnenen Schwingungen ableitet, so könnte hier vor allem ein etwa auftretendes zeitweiliges Aussetzen der Schwingungen in Frage kommen. Um Fehler zu bewirken, müßten derartige Diskontinuitäten von sehr großer Häufigkeit und verhältnismäßig langer Dauer sein, derart, daß die Schwingungen den Charakter der Kontinuität einbüßen und bei ihnen statt des Gleichbleibens der Amplitude (Fig. 1) ein abwechselndes An-

Fig. 1.

wachsen und Abnehmen der Amplitudenwerte (Fig. 2) vorherrschend wird. Daß dies nicht der Fall ist, zeigen u. a. die von Herrn Diesselhorst[1]) mittels des Gehrckeschen Oszillographen photographisch aufgenommenen Schwingungskurven einer Poulsenlampe, die durchaus den Charakter der Fig. 1 aufweisen. Dieselbe Tatsache läßt sich auch leicht durch Einschaltung eines Widerstandes in den Erregerkreis feststellen, denn nur wenn die Kurvenform der Schwingungen die in Fig. 1 wiedergegebene ist, bleibt sie und somit auch die Gestalt der im Resonanzkreise aufgenommenen Resonanzkurve von dieser Vergrößerung der Dämpfung des Erregerkreises unbeeinflußt. Weisen hingegen die Schwingungen Diskontinuitäten der erwähnten Art auf, nähern sie sich also der in Fig. 2 wiedergegebenen Kurvenform, so muß sich jede Veränderung der Dämpfung des Erregerkreises in einer Änderung der Kurvenform der erzeugten Schwingungen und somit auch einer Gestaltsveränderung der Resonanzkurve des Sekundärsystems kundgeben. Die Entscheidung der Frage, ob man es mit merklich kontinuierlichen Schwingungen zu tun hat oder nicht, bietet demnach keine Schwierigkeit.

Die Befürchtungen nun, die Herr Rendahl wegen etwaiger Abweichungen der Erregerschwingungen von der Sinusform, also wegen des Auftretens von Oberschwingungen hegt, sind völlig grundlos. Auch hier besaßen wir ein Mittel, uns davon zu überzeugen, daß die in den von uns benutzten Erregerschwingungen enthaltenen Oberschwingungen nicht von nennenswerter Intensität waren: Dieses Mittel besteht in der Anwendung eines Wellenmessers. Übrigens läßt sich bekanntlich leicht zeigen, daß auch beim Vorhandensein von Oberschwingungen in beträchtlicher Stärke die Resonanzkurve des Sekundärsystems merklich nur vom Grundstrom beeinflußt wird. Nimmt man selbst an, daß im Resonanzkreise Oberschwingungen der E. M. K. von derselben Amplitude wie die Grundschwingung induziert werden, so bestimmt sich in der Beziehung zwischen dem gesamten Stromeffekt und den Stromamplituden der einzelnen Harmonischen

$$\frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt = \frac{1}{2}(\mathfrak{J}_1^2 + \mathfrak{J}_2^2 + \dots)$$

das Verhältnis $\mathfrak{J}_1^2 : \mathfrak{J}_2^2 : \mathfrak{J}_3^2$ unter den einfachen, unseren Messungen ziemlich nahe kommenden Annahmen

$$w = 1 \text{ Ohm}, \; p = 10^5 \text{ cm}, \; n = 2 \cdot 10^6$$

(für den Widerstand und den Selbstinduktionskoeffizienten des Resonanzkreises und die Anzahl ganzer Schwingungen in 2π Sekunden) zu

1) Verhandlungen der 79. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, Dresden 1907.

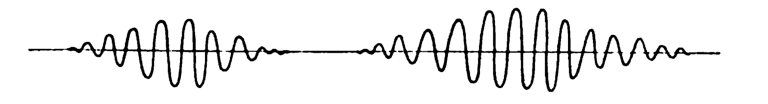


Fig. 2.

$$1 : \frac{1}{90001} : \frac{1}{284001}$$

im Resonanzpunkte. Bei einer Verstimmung um 1 Proz. in der Richtung der kürzeren Wellen, bei der $\mathfrak{J}_1^2$ auf $^1/_{17}$ seines früheren Wertes sinkt, also schon erheblich außerhalb des benutzten Teiles der Resonanzkurve beträgt dieses Verhältnis noch

$$1 : \frac{1}{5224} : \frac{1}{16623},$$

so daß also in dieser Hinsicht ein Grund zur Beunruhigung nicht vorliegt.

Um schließlich auf Herrn Rendahls Bemerkung über die Konstanz der Schwingungen einzugehen, brauchen wir nur darauf hinzuweisen, daß man leicht über die Größe der Wellenschwankungen Aufschluß erhält, indem man die an einem sich möglichst behende einstellenden Instrument, z. B. am Thermogalvanometer, beobachteten Schwankungen des Ausschlages mit der Resonanzkurve zusammenhält. Da hierbei die Intensitätsschwankungen mit eingehen, sind die Grenzen der Wellenschwankungen in Wirklichkeit noch enger als die angegebenen. Im übrigen sei auf einen mittlerweile an anderer Stelle erschienenen Bericht[1]) verwiesen, in dem gezeigt ist, daß mit Hilfe des Poulsenschen Lichtbogens auch beträchtliche Energiemengen in Form von kontinuierlichen schnellen Schwingungen mit einer Wellenkonstanz innerhalb 0,35 Promille hergestellt werden können. Es fehlt nicht an Mitteln, die Konstanz der erzeugten Wellen erforderlichenfalls noch weiter zu treiben.

1) H. Frhr. Rausch v. Traubenberg, Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 1, 307, 1907.

(Eingegangen 13. März 1908.)

Kontakt-Gleichrichter.

Von L. W. Austin.

Ich habe bereits in dieser Zeitschrift[1]) einen Aluminium-Tellur-Kontakt beschrieben, der die Fähigkeit besitzt, schwachen Wechselstrom von beliebiger Frequenz durch eine anscheinend thermoelektrische Wirkung in Gleichstrom umzuwandeln. Es gibt viele andere Fälle einer Gleichrichtung durch Kontakte. Bei einer großen Anzahl von Leitern tritt gelegentlich der Fall ein, daß, wenn sie mit hohem Übergangswiderstand zur Berührung gebracht werden, ein Strom in eine Richtung leichter überzugehen scheint als in der anderen. Die meisten Fälle dieser Art sind indessen in ihrer Wirkungsweise zu unsicher, um eine genaue Untersuchung zuzulassen. Von den Stoffen, die ich untersucht habe, zeigen Silizium bei Berührung mit fast jedem beliebigen der gewöhnlichen Metalle, Kohle mit Stahl und Tellur mit Aluminium sämtlich ein sehr ausgeprägtes und recht regelmäßiges unipolares Leitvermögen.

1) Diese Zeitschr. 8, 600, 1907.

Ich habe bei meiner Untersuchung zwei Versuchsmethoden verwendet. Bei der ersten Methode legte ich eine Gleichstromspannung erst in der einen und dann in der anderen Richtung an den Kontakt und maß mittels eines Galvanometers oder Amperemeters die Stromstärken, die sich ergaben. Bei der zweiten Methode sandte ich einen bekannten Wechselstrom von 60 Perioden durch einen Gleitdraht und nahm von diesem mit Hilfe von Schleifkontakten die gewünschte Spannung ab, die ich dann an den Gleichrichter-Kontakt anlegte, der seinerseits mit dem Gleichstrommeßinstrument in Reihe geschaltet war.[1])

Silizium.

Auf den Umstand, daß ein Stück Silizium, wenn es mit Messing oder Kupfer, oder schließlich mit fast jedem beliebigen der gewöhnlichen Metalle in geeigneter Weise zur Berührung gebracht wird, ohne Verwendung einer äußeren elektromotorischen Kraft als Detektor für elektrische Wellen zu wirken vermag, hat zuerst G. Pickard hingewiesen.[2]) Er hat aber meines Erachtens die Erscheinung irrtümlich einer thermoelektrischen Wirkung zugeschrieben. Während es nämlich mit großen Schwierigkeiten gelingt, den Kontakt so einzustellen, daß bei kleinen elektromotorischen Kräften der gleichgerichtete Strom in derselben Richtung fließt wie der bei einer Erwärmung der Berührungsstelle auftretende Strom, fließt der gleichgerichtete Strom unter gewöhnlichen Verhältnissen in der entgegengesetzten Richtung und kann viel größere Stromstärken aufweisen, als sich durch Erhitzen der Berührungsstelle bis zum Schmelzpunkt des Kupfers erzeugen lassen.

Die zu den Versuchen benutzten Gleichrichter wurden in der Weise hergestellt, daß ein Stück Silizium in Lötmetall eingebettet und mit ihm ein Ende Messing- oder Stahldraht[3]) zur Berührung gebracht wurde, das seinerseits an das Ende einer flachen Feder angelötet war. Der Kontaktdruck wird mittels einer von oben her auf die Feder drückenden Schraube geregelt. Da einige Stellen an dem Silizium weit

1) Ich habe auch Versuche mit hohen Frequenzen gemacht, aus denen hervorgeht, daß die gleichrichtende Wirkung bei solchen Frequenzen von der hier beschriebenen nicht wesentlich verschieden ist.

2) Electr. World 68, 1003, 1906.

3) Andere Metalle werden nahezu ebensogut arbeiten, aber diese scheinen sich am leichtesten einstellen zu lassen.

empfindlicher sind als andere, ist auch der Berührungspunkt einstellbar gemacht.

Tabelle I zeigt die einseitige Leitfähigkeit eines Silizium-Stahl-Kontaktes für Gleichstrom. Dieser Kontakt wurde bei der Einstellung benutzt, die als die empfindlichste für schwache Wechselströme gefunden worden war. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß der Widerstand für Ströme in der Richtung vom Stahl zum Silizium mit zunehmender Spannung schnell abfällt. Es ist daher wünschenswert, bei höheren Spannungen Galvanometer von geringem Widerstand zu verwenden.

Tabelle I.
Silizium-Stahl.
Gleichstrom.
Galvanometerwiderstand 280 Ohm.

Volt	Vom Silizium zum Stahl		Vom Stahl zum Silizium		Unterschied der Stromstärken in 10^{-6} Amp.
	Stromstärke in 10^{-6} Amp.	Widerstand in Ohm	Stromstärke in 10^{-6} Amp.	Widerstand in Ohm	
0,014	5,5	2600	5,8	2400	0,3
0,028	10,7	2600	11,9	2350	1,2
0,042	16	2600	18,5	2250	2,5
Galvanometer $^1/_{10}$ kurzgeschlossen					
0,070	32	2200	47	1500	15
0,098	45	2200	70	1400	25
0,14	65	2150	118	1200	53
Galvanometer $^1/_{100}$ kurzgeschlossen					
0,28	180	1550	600	470	420
0,42	300	1400	1250	335	950
0,56	400	1400	2200	255	1800
Milliamperemeter					
0,70	500	1400	2900	240	2400
0,98	800	1220	5000	195	4200
1,4	1200	1170	10000	140	8800
1,7	2500	680	12800	135	10300
2,0	3200	625	16000	125	12800
2,2	4800	460	20000	110	15200
2,5	6000	420	25000	100	19000

Tabelle II enthält die Werte für die Stromstärke des gleichgerichteten Stromes bei verschiedenen Wechselstromspannungen. Es ist zu bemerken, daß diese gleichgerichteten Ströme bis zu ungefähr 1,0 Volt aufwärts mit einiger Annäherung mit den Unterschieden der Gleichstromstärken in Tabelle I übereinstimmen.

Unterhalb 0,2 Volt ist die Erscheinung außerordentlich leicht wiederherzustellen, und Kontakte können eingestellt werden und wochenlang hintereinander in ihrer Wirkung konstant bleiben. Innerhalb dieses Gebietes sind die gleichgerichteten Ströme mit großer Annäherung den Quadraten der Wechselstromspannung proportional. Ein Silizium-Gleichrichter in Verbindung mit einem Galvanometer ist daher ein überaus nützliches Instrument für

Tabelle II.
Silizium-Stahl.
Wechselstrom.
Galvanometerwiderstand 280 Ohm.

Wechselstromspannung in Volt	Stromstärke des gleichgerichteten Stromes in 10^{-6} Amp.
0,020	0,6
0,040	2,0
0,055	4,0
0,065	5,5
0,090	10,0
0,110	15
0,130	21
Galvanometer $^1/_{10}$ kurzgeschlossen	
0,130	45
0,150	60
0,185	100
0,220	150
0,250	200
Galvanometer $^1/_{100}$ kurzgeschlossen	
0,250	300
0,320	600
0,395	1000
0,495	1500
Milliamperemeter	
1,0	3500
2,0	8100
4,0	17000
6,0	25000

Arbeiten allerart mit hochfrequentem Wechselstrom von geringer Stromstärke. Bei höheren Spannungen ist die Wirkungsweise, wenigstens bei der vorliegenden Form der Kontakte, mehr oder minder unregelmäßig. Das rührt vermutlich von übermäßiger Erwärmung her.

Während im allgemeinen der gleichgerichtete Strom in dem Siliziumkontakt vom Stahl zum Silizium fließt, habe ich bei einer bestimmten Probe, die wahrscheinlich etwas weniger rein in ihrer Zusammensetzung ist als die übrigen Proben, eine Ausnahme gefunden. Aus dieser Probe sind Gleichrichter von ausnahmsweise hoher Empfindlichkeit hergestellt worden, in denen aber, merkwürdig genug, der gleichgerichtete Strom vom Silizium zum Stahl, oder in der entgegengesetzten Richtung wie gewöhnlich beobachtet, fließt. Was indessen noch merkwürdiger ist, ist der Umstand, daß die thermoelektromotorische Kraft an der Kontaktstelle gleichfalls umgekehrt gefunden wurde und wiederum der Gleichrichtung entgegengesetzt blieb. Daß dieser Effekt tatsächlich eine Eigentümlichkeit dieser Probe ist, geht aus dem Umstande hervor, daß die Umkehrung bei anderen Stücken bestehen bleibt, die von der größeren Probe abgebrochen wurden, sowie auch bei frischen Bruchflächen.

Kohle-Stahl.

Eine weitere Substanz, die Gleichrichtungskontakte zu liefern vermag, ist Kohle. Sie liefert die befriedigendsten Ergebnisse, wenn sie in Verbindung mit Stahl benutzt wird. Die Gleichrichter wurden in derselben allgemeinen Gestalt hergerichtet wie die bereits beschriebenen. Dabei lieferte die polierte Oberfläche einer gewöhnlichen stählernen Nähnadel im Kontakt mit Bogenlampenkohle ausgezeichnete Ergebnisse.

Durch Änderung des Druckes ist man in der Lage, Gleichrichter herzustellen, deren Widerstand innerhalb weiter Grenzen veränderlich ist. Die Gleichrichter mit hohem Widerstand zeigen zwar für Wechselströme eine regelmäßige gleichrichtende Wirkung, sie zeigen indessen, soweit ich beobachtet habe, keine regelmäßige und befriedigende einseitige Leitfähigkeit für Gleichstrom.

Die Tabellen III und IV enthalten die Ergebnisse von Beobachtungen an einem Gleichrichter von geringem Widerstand für Gleich- und Wechselstrom. Tabelle V bezieht sich auf höhere Widerstände.

Tabelle III.
Kohle-Stahl.
Gleichstrom.
Geringer Widerstand.
Milliamperemeter mit 0,3 Ohm.

Volt	Von der Kohle zum Stahl		Vom Stahl zur Kohle		Unterschied der Stromstärke in 10^{-3} Amp.
	Stromstärke in 10^{-3} Amp.	Widerstand in Ohm	Stromstärke in 10^{-3} Amp.	Widerstand in Ohm	
0,02	1,2	16,6	1,3	15,4	0,1
0,05	3,1	16,1	3,4	14,7	0,3
0,10	6,3	15,9	7,4	13,5	1,1
0,20	13,0	15,4	15,1	13,2	2,1
0,30	20,0	15,0	24,0	12,5	4,0
0,40	33,0	12,1	40,0	10,0	7,0

Tabelle IV.
Kohle-Stahl.
Wechselstrom.
Geringer Widerstand.
Galvanometerwiderstand 1 Ohm.

Wechselstromspannung in Volt	Stromstärke des gleichgerichteten Stromes in 10^{-3} Amp.
0,02	0,08
0,03	0,15
0,05	0,40
0,10	1,0
0,20	2,4
0,30	3,8
0,40	5,0

Tabelle V.
Kohle-Stahl.
Wechselstrom.
Hoher Widerstand.
Galvanometerwiderstand 280 Ohm.

Wechselstromspannung in Volt	Stromstärke des gleichgerichteten Stromes in 10^{-6} Amp.
0,02	0,4
0,04	1,3
0,06	2,2
0,08	3,2
0,10	4,9
0,12	6,9
0,14	9,0
0,16	12,5
0,18	15,5
0,21	20,0

Bis zu ungefähr 0,3 Volt aufwärts stimmen die Unterschiede in den Gleichstromstärken sehr nahezu mit dem gleichgerichteten Teil des Wechselstromes überein. Oberhalb dieses Wertes würde die Kurve für den gleichgerichteten Wechselstrom unter die andere Kurve fallen. Ein Vergleich mit den am Silizium gemachten Beobachtungen zeigt, daß bei den höheren Spannungen die Gleichrichtung mittels Kohle weit weniger vollkommen ist; da aber die Empfindlichkeitskurve für Kohle langsamer abfällt, so ist dieser Unterschied bei sehr niedrigen Spannungen geringer. Es ist ferner zu beachten, daß der Effekt bei Kohle zu unregelmäßig wird, um bei viel tieferer Spannung beobachtet werden zu können.

Die Beobachtungen zeigen, daß Graphit der Kohle entschieden nachsteht.

Tellur.

Außer der Gleichrichterwirkung von Tellur-Aluminium-Kontakten, die ich in der bereits angeführten Arbeit beschrieben habe, und die thermoelektrischer Natur zu sein scheint, oder wenigstens in derselben Richtung verläuft wie der thermoelektrische Effekt, und die ferner oberhalb niederer Spannungen unregelmäßig wird, außer dieser ist noch eine zweite der ersten entgegengerichtete Gleichrichterwirkung vorhanden. Sie tritt im allgemeinen nur bei höheren Spannungen hervor. In der Gegend von 0,5 Volt ist ein Mittelgebiet, in welchem die beiden Effekte miteinander im Kampf zu liegen scheinen, und es ist interessant, zu sehen, wie bei Steigerung der Wechselstromstärke die Ablenkung ihr Zeichen wechselt, wenn ein Effekt in den anderen übergeht. Dieser zweite Effekt scheint der Gleichrichterwirkung beim Silizium vollständig analog zu sein und ist von derselben Größenordnung, dabei so ähnlich, daß ich es nicht für nötig

erachtet habe, ihn hier eingehender zu beschreiben.

Tabelle VI.
Aluminium-Tellur.
Gleichstrom.
Äußerer Widerstand ungefähr 0,5 Ohm.

Volt	Vom Tellur zum Aluminium		Vom Aluminium zum Tellur	
	Stromstärke in 10^{-3} Amp.	Widerstand in Ohm	Stromstärke in 10^{-3} Amp.	Widerstand in Ohm
0,4	50	8	8	50
0,6	100	6	8	75
0,8	180	4,4	9	89
1,0	250	4,0	10	100
1,4	370	3,8	10	140
2,8	1000	2,8	15	186

Ich habe ferner Versuche mit einem Kontakt gemacht, der durch Einschmelzen des Endes eines Aluminiumdrahtes Nr. 20 in einen Tellurblock gebildet war; die andere Kontaktstelle wurde dabei durch Einführung eines weißglühenden Platindrahtendes in das Tellur gebildet. Heißes Platin, das auf diese Weise eingeführt worden ist, stellt einen Kontakt von sehr niedrigem Widerstand dar und scheint tatsächlich mit dem Tellur eine Legierung einzugehen. Ein derartiger Tellur-Aluminium-Kontakt ist zwar als Gleichrichter für Wechselstrom nicht sehr wirksam, besitzt aber, wie aus der Tabelle VI ersichtlich wird, ein bemerkenswertes einseitiges Leitvermögen für Gleichstrom und hat außerdem für Untersuchungszwecke den weiteren Vorteil, daß sich alle Verhältnisse unbegrenzt konstant erhalten lassen. Mit dieser Kontaktform habe ich Spuren einer Polarisation gesucht, indem ich den Gleichrichter mittels eines schnell arbeitenden Umschalters plötzlich aus dem Batteriekreis in den Galvanometerkreis gelegt habe. Wenn indessen eine Polarisation besteht, so wird sie durch die starken thermoelektrischen Ströme, welche in der unvermeidlichen Erwärmung der Gleichrichterkontakte ihre Ursache haben, so weit maskiert.

Schlußfolgerungen.

Eine einleuchtende Erklärung für die oben beschriebene Erscheinung scheint es nicht zu geben. In allen beobachteten Fällen hat der Kontakt einen Widerstand von mehreren Ohm, als ob zwischen den Leitern eine Widerstand bietende Schicht vorhanden wäre. In allen Fällen haben wir ferner einen verhältnismäßig schlechten Leiter in Kontakt mit einem guten, indessen verläuft die Gleichrichtung bei Kohle-Stahl und bei Silizium-Stahl in der Richtung vom guten zum schlechten Leiter, während sie bei Tellur-Aluminium im entgegengesetzten Sinne verläuft. Es mag erwähnenswert sein, daß dies auch die Richtung des gleichgerichteten Stromes beim elektrolytischen Gleichrichter aus Aluminium ist. Wenn man die Leitfähigkeit des Tellurs als nicht streng metallisch ansehen darf, so könnte zwischen beiden ein Zusammenhang bestehen. Ein weiterer eigentümlicher Umstand ist, daß der gleichgerichtete Strom in allen Fällen dem durch Erwärmung des Kontaktes hervorgerufenen thermoelektrischen Strom entgegenfließt. Dieser Umstand zeigte sich besonders durch die Umkehrung des thermoelektrischen Effektes bei den Siliziumproben, bei denen die Gleichrichterwirkung umgekehrt war. Welcher Zusammenhang möglicherweise zwischen den beiden Tatsachen bestehen mag, ist keineswegs klar. Möglicherweise haben wir es hier mit der noch dunklen Frage des Entweichens von Elektronen aus einem leitenden Medium zu tun. Falls das Entweichen aus einem Leiter leichter erfolgt als aus einem anderen, so würde die Erscheinung erklärt sein.

Die beschriebenen gleichgerichteten Ströme waren nur schwach. Es erscheint indessen möglich, daß sich durch geeignete Anordnung von Kontakten — vielleicht durch Parallelschaltung — viel stärkere Ströme würden gleichrichten lassen.

Sämtliche erwähnte Gleichrichter sind wirksame praktische Detektoren für elektrische Schwingungen. Die Silizium- und die Tellurdetektoren sind bereits wohlbekannt und im praktischen Gebrauch und besitzen annähernd dieselbe Empfindlichkeit wie die bekannten Detektoren vom elektrolytischen Typus. Der Kohle-Stahl-Gleichrichter vermag, auch ohne äußere elektromotorische Kraft, ungefähr dieselbe Empfindlichkeit für schwache Signale zu erreichen, wenn der Kontakt geeignet angefertigt und eingestellt worden ist.

Eine ausführlichere Arbeit über diesen Gegenstand soll im Bulletin of the Bureau of Standards erscheinen.

National Bureau of Standards, Washington, im Januar 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. Februar 1908.)

Einige Beobachtungen über Elastizität und innere Reibung von Legierungen aus Kadmium und Zink, angestellt von J. Miller.

Mitgeteilt von W. Voigt.

Das Ziel der zu besprechenden Beobachtungen war die Feststellung, ob dem singulären thermodynamischen Verhalten der Legierungen auch ein singuläres mechanisches entspricht,

speziell, ob die (exzeptionell einfache) V-förmige Kurve des Schmelzpunktes der Kadmium-Zink-Legierungen, die bei 82,4 Proz. Kadmium ihren tiefsten (eutektischen) Punkt hat, ein Analogon bei den Kurven für die Elastizitäts- und die Reibungsmoduln von Biegung und Drillung besitzt.

Die Beobachtungen sind nicht ganz zu Ende geführt, da Herr Miller gezwungen war, seine Arbeitszeit in Göttingen vorzeitig zu beendigen. Immerhin sind vorläufige Resultate erhalten, die eine Mitteilung lohnen. Fehlen doch bisher, soweit mir bekannt, systematische Beobachtungen über die innere Reibung von Legierungen durchaus, und der von Herrn Miller gefundene (umgekehrte) Parallelismus zwischen den Kurven der inneren Reibung und derjenigen der Schmelztemperatur verdient gewiß Interesse.

Das Material für die Beobachtungen boten (wie bei meinen bezüglichen Messungen[1])) Stäbchen von beiläufig 1 oder 1,5×5 mm Querschnitt und 12 cm Länge, die aus einem zylindrischen Guß herausgeschnitten waren. Wir verfuhren bei der Herstellung des Gußstückes in der Weise, daß die beiden Metalle in abgewogenen Mengen in ein Rohr von Jenenser Glas gefüllt wurden (das spezifisch schwerere nach oben), und daß das Schmelzen in einer Wasserstoffatmosphäre bewirkt wurde. Die Schmelze wurde kräftig umgerührt. Hierauf wurde das Rohr bis auf einige Millimeter Druck evakuiert und nahezu horizontal geneigt, um vorhandene Gasblasen zum Entweichen zu bringen. Nach Aufrichtung des Rohres wurde der Atmosphärendruck wieder hergestellt und durch allmähliche Abkühlung von unten her eine regelmäßige Erstarrung der Schmelze ohne Hohlräume bewirkt.

Aus den Gußstücken hat Herr Mechaniker Bartels, hier, die Stäbchen sorgfältig und unter möglichster Vermeidung von Temperaturänderungen hergestellt.

Die zu den Beobachtungen dienenden Apparate waren die früher von mir zu analogen Untersuchungen benutzten[2]), bei denen die Stäbchen durch geeignete Verbindung mit großen trägen Massen zu ziemlich langsamen Biegungs- und Drillungsschwingungen gezwungen wurden. Die bez. Schwingungsdauern geben ein Maß der Elastizitätsmoduln, die bez. logarithmischen Dekremente ein Maß der Reibungsmoduln. Die Registrierung der Schwingungsamplituden geschah photographisch; die logarithmischen Dekremente wurden durch Rechnung auf unendlich kleine Amplituden reduziert.

Bei den Beobachtungen über innere Reibung bietet sich die prinzipielle Frage, auf welcher Grundlage man die Vergleichung zwischen den auf verschiedene Legierungen bezüglichen Zahlen vornehmen soll. Wie ich seinerzeit gezeigt habe, genügt weder die einfache Übertragung der Kräfte der inneren Reibung aus der Hydrodynamik, noch auch der Boltzmannsche Ansatz für die elastische Nachwirkung zur Darstellung der bei Stäben aus derselben Substanz, aber unter Benutzung verschiedener Schwingungsdauern erhaltenen Beobachtungen, — eine genügende Theorie der Dämpfung in festen Körpern ist noch nicht aufgestellt.

Was man allgemein aussagen kann, ist etwa dieses. Für unendlich kleine Schwingungen sind die Bewegungsgleichungen in den die Konfiguration bestimmenden allgemeinen Koordinaten p lineär anzusetzen. Schreibt man dann

$$\mu\frac{d^2p}{dt^2}+p+\alpha_1\frac{dp}{dt}-\alpha_3\frac{d^3p}{dt^3}+\alpha_5\frac{d^5p}{dt^5}+\cdots=0,$$

so sind die in die α_h multiplizierten Glieder sämtlich energieverzehrend, stellen also Widerstandskräfte dar. Man kann plausibel machen, daß die Umstände der Beobachtung ausschließlich in dem Faktor μ von d^2p/dt^2 enthalten sind, die α_h aber Parameter allein der Substanz des Stabes darstellen. In diesem Falle läßt sich dann zeigen, daß das logarithmische Dekrement nur eine Funktion der Schwingungsdauer T ist, d. h. von den Umständen der Beobachtung nur insoweit abhängt, als sie auf dieses T Einfluß üben.

Akzeptiert man dies Resultat, dann ist es das Naturgemäße, die bei verschiedenen Schwingungsdauern beobachteten und auf unendlich kleine Amplituden reduzierten Dekremente auf gleiche Dauern reduziert einander gegenüber zu stellen. Dies ist denn im folgenden geschehen.

Die Reduktion konnte dabei, da es sich zunächst nur um eine qualitative Frage handelte, in ziemlich roher Weise graphisch ausgeführt werden. Es sei übrigens bemerkt, daß gerade bei der interessantesten Legierung (82,4 Proz. *Cd*, 17,6 Proz. *Zn*) die beobachteten Zahlen so regelmäßig verlaufen, daß die interpolierten Werte eine erhebliche Sicherheit besitzen. Auch für reines Kadmium ist die (nach meinen Beobachtungen) angegebene Zahl durchaus zuverlässig. Dagegen ließ sich für Zink aus meinen Beobachtungsresultaten ein brauchbarer Wert für die Vergleichung nicht gewinnen, da meine Beobachtungen bei dieser, durch grob kristallinische Struktur ungünstigen Substanz nur eine Rekognoszierung darstellen und sich auf ein kleines Bereich von Schwingungsdauern beziehen, das von der gewählten Vergleichsdauer T ziemlich abliegt. Immerhin ist so viel sicher,

1) W. Voigt, Gött. Abh. 1892; Wied. Ann. 47, 671, 1892.
2) W. Voigt, l. c.

daß die logarithmischen Dekremente für Zink ganz erheblich kleiner sind, als bei der zinkreichsten Kadmiumlegierung, und dies ist für die gestellte Aufgabe ausreichend.

In der folgenden Tabelle sind für die in den ersten Kolonnen angegebenen Mischungsverhältnisse aufgeführt: 1. der Modul s der Biegungs-, 2. der Modul s_2 der Drillungselastizität, 3. das logarithmische Dekrement l_1 der Biegungsschwingungen bei $T = 1''$, 4. das Dekrement l_2 der Drillungsschwingungen bei $T = 0{,}5''$. Die hier für Zink in Klammern aufgeführten Zahlen beziehen sich auf die Schwingungsdauern von resp. $0{,}74''$ und $0{,}43''$.

Cd	*Zn*	$s \cdot 10^{12}$	$s_2 \cdot 10^{12}$	$l_1 \cdot 10^3$	$l_2 \cdot 10^3$
0	100	0,99	2,63	(6,0)	(5,8)
20	80	1,34	3,21	34	20
40	60	1,24	3,06	32	25
60	40	1,42	3,59	37	32
82,4	17,6	1,57	3,94	40	38
90	10	1,62	4,13	38	33
100	0	1,44	4,17	25	30

Unter diesen Zahlen, die, wie schon bemerkt, sämtlich als vorläufige anzusehen sind, haben die für die Legierung aus 20 Proz. *Cd* und 80 Proz. *Zn* erhaltenen eine besonders große Unsicherheit. Es scheint, daß diese Legierung grob kristallinisch erstarrt oder sonstwie schwierig homogen zu erhalten ist. Bei der Kleinheit der Präparate müssen natürlich Störungen sich ganz anders geltend machen, als bei Stäben von großen Dimensionen. Ein zweiter Guß konnte nur noch auf die Werte der Biegungsmoduln hin untersucht werden, gab hier aber untereinander ähnlich abweichende Werte, wie der erste. Der Mittelwert fand sich zu $s = 1{,}25 \cdot 10^{-12}$, also einem einfachen Verlauf von s mit dem Mischungsverhältnis etwas günstiger, als der in der Tabelle enthaltene.

Im übrigen erweist sich der Verlauf von s und s_2, als in einem flachen Boden stattfindend, ohne auffallendes Verhalten im eutektischen Punkt. Im Gegensatz dazu zeigen die Kurven für die logarithmischen Dekremente l_1 und l_2 in jenem Punkte starke Maxima. Die innere Reibung (wenn man dieses Wort im weitesten Sinne nimmt) ist also bei den Kadmium-Zink-Legierungen bei diesem Mischungsverhältnis am größten und fällt nach der Seite des reinen Kadmium wenig, nach der Seite des reinen Zink sehr stark ab.

Göttingen, im März 1908.

(Eingegangen 22. März 1908.)

Registrierungen der Niederschlagselektrizität mit dem Benndorf-Elektrometer.

(Vorläufige Mitteilung aus dem Meteorologisch-Magnetischen Observatorium Potsdam.)

Von Karl Kähler.

Beobachtungen über die Eigenelektrizität der Niederschläge sind zuerst von Elster und Geitel ausgeführt worden.[1]) Ihre Methode ist, wie sie selbst oft betonen, insofern nicht ganz einwandfrei, als es bei der Anordnung noch denkbar ist, daß Tropfen in das Auffanggefäß gelangen, die mit den Schutzhüllen in Berührung gewesen sind. Diese Tropfen könnten Ausschläge hervorrufen, die dem augenblicklichen Erdfeld entgegengesetzt gerichtet sind. Nun sprechen aber die Resultate von Elster und Geitel durchaus gegen einen größeren fälschenden Einfluß dieser Tropfen. Später hat E. Weiß[2]) diesen Einfluß ganz ausgeschaltet, dadurch, daß er eine zum Vermeiden des Abspritzens mit Bürsten versehene Auffangvorrichtung im Freien dem Niederschlag exponierte und erst nach erfolgtem Aufladen in die Schutzhüllen brachte und mit dem Elektrometer verband. Seine Resultate zeigen noch öfters als die von Elster und Geitel entgegengesetztes Verhalten von Gefälle und Niederschlagselektrizität, so daß es also dadurch noch wahrscheinlicher wird, daß die obenerwähnte Korrektion wegen der abspritzenden Tropfen nur gering ist.

So dankenswert nun derartige Einzelbeobachtungen sind, so liegt doch der Vorteil von ständigen Registrierungen auf der Hand. Den ersten Schritt hierzu tat Gerdien[3]), der im Sommer 1902 in Göttingen eine Reihe von Sommerregen photographisch registrierte und dabei zu ganz ähnlichen Resultaten wie Elster und Geitel gelangte. Bequemer und übersichtlicher als die photographische wäre aber entschieden eine mechanische Registrierung, und da liegt es nahe, an eine Benutzung des Benndorf-Elektrometers[4]) zu denken, das bei der Registrierung des Potentialgefälles schon jahrelang gute Dienste geleistet hat.

Als in Potsdam, Ende 1906, auf der sogenannten Beobachtungswiese des Observatoriums ein Wellblechhaus für Registrierung des Potentialgefälles und andere luftelektrische Messungen errichtet wurde, war auch ein Anbau für eine Niederschlagselektrizitätsregistrierung vorgesehen. Anfangs 1908 wurde diese dann eingerichtet. Die Anordnung ist im wesent-

1) J. Elster u. H. Geitel, Meteorol. Zeitschrift **5**, 95, 1880; Wiener Berichte **89**, 421, 1890 und Terrest. Magn. **4**, 15, 1899.
2) E. Weiß, Wien. Ber., **115**, 1285, 1906.
3) H. Gerdien, diese Zeitschr. **4**, 837, 1903.
4) H. Benndorf, diese Zeitschr. **7**, 98, 1906.

lichen folgende: die Niederschläge gelangen, ähnlich wie es Elster und Geitel und Gerdien angegeben haben, in eine isoliert aufgestellte Auffangschale aus Zinkblech, meist ist eine Schale von 30 cm Durchmesser und 10 cm Höhe benutzt worden. Dieses Gefäß steht mitten in einem Zinkblechkonus, der oben 30 cm Öffnung hat und einige Zentimeter aus dem Dache des Wellblechhauses hervorragt. Ringsum auf diesem Dache ist ein oben offener Drahtkäfig angebracht, der von der Mitte der oberen Konusöffnung 120 cm in der Vertikalen und 85 cm in der Horizontalen entfernt ist, so daß also Tropfen, die unter einem Winkel von etwas über 30^0 den oberen Rand des Drahtnetzes streifen, schon nicht mehr in den Konus und damit nicht in das Auffanggefäß gelangen können. Um ein Abspritzen an der oberen, deswegen auch scharfen Kante des Konus noch unwirksamer zu machen, ist außerdem über diesen Konus ein weiterer zweiter gesetzt, der 27 cm über den inneren reicht und 70 cm oberen und 100 cm unteren Durchmesser hat. Dadurch gelingt es, das elektrische Feld über dem ersten Konus fast ganz zu beseitigen, wie sich durch einen Flammenkollektor feststellen ließ.

Das Auffanggefäß ist mit drei gerieften, durch Zinkblechhülsen geschützten Bernsteinklötzen auf einem hohen Holzgestell im Inneren des Wellblechhauses aufgestellt und mit der Nadel des Benndorf-Elektrometers verbunden. Um dieses möglichst empfindlich zu machen, wurden die beiden Aufhängefäden möglichst nahe zusammengerückt und eine Batterie von 500 Bittersalzelementen, deren jedes ungefähr 1 Volt Spannung hat, an die Quadranten gelegt. Auf diese Weise wurde eine Empfindlichkeit von 0,3 Volt pro Millimeter erreicht. Um die Registrierung zu ermöglichen, ist nur eine kleine Änderung des für Potentialgefälleregistrierung benutzten Benndorf-Elektrometers vonnöten. Bei diesem Instrument hindert ein oberhalb der Quadranten in die vertikale Achse eingesetztes Bernsteinstück die Ladung daran, in die Fäden und auch in den horizontalen Zeiger zu dringen. Für die Messung der Niederschlagselektrizität ist nun ein zweites Bernsteinstück in den Zeiger dicht an der vertikalen Achse eingesetzt und dieser außerdem durch einen kurzen Kupferdraht mit der Hauptnadel verbunden worden, so daß also jetzt die Ladung ungehindert bis in die Spitze des Zeigers gelangen kann.

Wenn kein Niederschlag fällt, so gibt die Registrierung eine Reihe von Punkten in der Mitte des Registrierpapiers und zugleich damit die Nullinie für die Ausschläge. Fällt Niederschlag in das Auffanggefäß, so lädt sich die Nadel auf und schlägt aus. Der alle 2 Minuten erfolgende Schlag des Hebels auf den Zeiger leistet zweierlei: einmal fixiert er mittels des Blaubandes genau wie bei der Registrierung des Potentialgefälles die momentane Stellung des Zeigers auf dem Registrierpapier und dann entlädt er ihn gleichzeitig, so daß er in seine Nullage in der Streifenmitte zurückkehrt.

Diese Registrierung ist seit Mitte Januar 1908 im Gange und hat sich durchaus bewährt. Da das Wellblechhaus geheizt wird, hält sich die Isolation der Bernsteinklötze trotz andauernder Regenfälle wochenlang gut. Die gewählte Empfindlichkeit (1 mm = 0,3 Volt) gibt schon bei mäßigem Regen deutlich sichtbare Ausschläge, bei heftigen Böen geht die Nadel oft bis zum Streifenrand, was einem Ausschlag von 50 mm entspricht. Ein kleiner Nachteil der Methode liegt in der wegen der großen Empfindlichkeit langen Schwingungsdauer der Nadel, infolgedessen könnte es vorkommen, daß nach erfolgter Ableitung die Nadel beim nächsten Kontakt noch nicht in die Ruhelage zurückgekehrt ist. Deswegen ist auch der längere 2 Minuten-Kontakt statt des beim Potentialgefälle üblichen 1 Minuten-Kontaktes gewählt worden.

Das Hauptbedenken gegen die Ausschläge bleibt, wie bei Elster und Geitel, die Berührung von hineinfallenden Tropfen mit Teilen des Schutzaufbaues. Die Wiese ist allerdings in einiger Entfernung ringsum von Bäumen umgeben, so daß starker Wind erheblich gedämpft wird und daher wohl Winkel der fallenden Tropfen über 30^0 gegen die Vertikale selten sein werden. Ein Abspritzen vom größeren äußeren Konus wird auch wohl nicht ins Gewicht fallen, zumal das Feld durch das umgebende Drahtnetz schon stark geschwächt ist; am inneren engeren Konus ist es so gut wie ganz aufgehoben.

Das so gewonnene Material über die Elektrizität der Niederschläge soll später einer genauen Prüfung unterzogen werden. Hier seien nur einige vorläufige Ergebnisse mitgeteilt, im Vergleich mit gleichzeitigen Registrierungen des Potentialgefälles, die in demselben Wellblechhause stattfanden.

Bei gewöhnlichem Regen überwiegen beim Gefälle die negativen, bei der Niederschlagselektrizität, wenigstens bei den bisher registrierten etwa 20 Fällen, die positiven Werte. Es ist dies in Übereinstimmung mit den Versuchen von Weiß, während bei denen von Gerdien und den sehr zahlreichen von Elster und Geitel negative Ladungen der Niederschlagselektrizität häufiger waren. In vielen Fällen ist die Regenelektrizität direkt das Spiegelbild des Gefälles[1]); doch wurde auch eine Reihe

1) Vergl. E. Weiß, a. a. O., S. 1288.

von Fällen registriert, wo beide stundenlang den gleichen Gang zeigten. Bei einigen Regen ist bald entgegengesetztes, bald gleiches Vorzeichen vorhanden; besonders stark scheint dies bei einem Gemisch von Schnee und Regen der Fall zu sein.

Im Gegensatz zu diesen Unterschieden ist bei einer Reihe von meist kurzen Regen- und Graupelböen, wie sie vor allem mehrfach in der zweiten Februarhälfte auftraten, ein recht einfacher Gang vorhanden, der wohl bestimmte Schlüsse gestattet. 8 der registrierten 10 Böen beginnen mit steilem positivem Potentialgefälle, während gleichzeitig die Niederschlagselektrizität nichts oder nur einen sehr schwachen ebenfalls positiven Ausschlag zeigt, der aber dann überall in stark negativen übergeht. Bei 6 von den 8 Böen folgt das Gefälle gleichzeitig oder etwas später mit ebenfalls starken negativen Werten nach, bei den anderen bleibt es schwankend positiv. Während dann die Niederschlagselektrizität langsam auf Null zurückkehrt, weist das Gefälle bei einigen Böen noch wieder hohe positive Felder auf; doch kehrt es bei den meisten auf der Rückseite der Böe aus tiefem negativem Wert auf Null zurück. Zur selben Zeit zeigt die Eigenelektrizität oft wieder einen ähnlichen schwachen positiven Ausschlag wie auf der Vorderseite. In einem Fall ist es allerdings gerade umgekehrt: Das Gefälle endet mit starkem positivem, die Niederschlagselektrizität zeigt am Schluß geringen erneuten negativen Wert. Nur bei einer der 8 Böen schließt sich an den typischen tiefen negativen Ausschlag noch eine weitere starke unübersehbare $\pm$ Schwankung von Gefälle und Eigenelektrizität. Auch die beiden von der Norm dieser 8 Fälle abweichenden Böen sind längere mit ergiebigem Niederschlag. Die eine, verbunden mit starkem Hagelfall, verursachte an ihrer Vorderfront sowohl beim Potentialgefälle als auch bei der Eigenelektrizität steile positive Ausschläge. Die weitere Schwankung, die stark und unübersehbar positiv und negativ zu sein scheint, ist bei der Niederschlagselektrizität durch Festgeraten der Nadel gestört. Die zweite Böe, von Graupel- und Schneeschauern begleitet, weist am Anfang am Gefälle stark negativen, bei der Eigenelektrizität deutlichen positiven Ausschlag auf. Während dann das Gefälle größtenteils negativ bleibt, schwankt ausnahmsweise die sonst meist trägere Niederschlagselektrizität von positiven zu negativen Werten.

Ein Zusammenhang zwischen der Niederschlagsmenge und der Größe der Niederschlagselektrizität, der, wenigstens ungefähr bei den letzten drei Fällen, vorhanden ist, fehlt oft ganz bei den übrigen. So sind unter den Böen zwei, bei denen der Registrierapparat[1]) des Observatoriums, der die Regenhöhe 23fach vergrößert, kaum einen erkennbaren Ausschlag aufweist, und trotzdem ist der typische negative Ausschlag der Eigenelektrizität ebenso groß, wie bei einer anderen, die 0,5 mm Niederschlag ergab.

Bei diesen Böen überwiegt also bei der Niederschlagselektrizität weitaus die negative Ladung.

Auch Gerdien[2]) fand bei den Sommerböen des Jahres 1902 ein Überwiegen der negativen Vorzeichen und hebt ferner hervor, daß das Potentialgefälle häufiger mit hohen positiven Werten beginnt als die elektrischen Regenladungen. Auch die größere Trägheit dieser im Zeichenwechsel gegenüber dem Gefälle, die schon Elster und Geitel gefunden hatten[3]), erwähnt er.

Bei den hier betrachteten Böen können jedenfalls die an der Vorderfront auftretenden starken positiven Werte des Potentialgefälles keine Wirkung der Niederschlagselektrizität sein, sondern der auf der Vorderseite hochsteigenden Luft allein; wenn man die Böe mit Köppen[4]) für einen Wirbel mit horizontaler Achse hält. Höchstens führen, darauf deuten allerdings die schwachen Ausschläge am Anfang hin, die ersten Tropfen eine geringe positive Ladung mit sich, die aber bald durch die 10—20 mal stärkeren der darauffolgenden negativen verdrängt wird. Die bei fast allen Böen auftretenden starken negativen Werte des Potentialgefälles sind deutlich eine Folge der negativen Regen und Graupelladungen.

Ferner scheint mir, in den hier mitgeteilten markanten Fällen eine Bestätigung der von J. J. Thomson und W. C. R. Wilson begründeten, von H. Gerdien weiter ausgebauten Anschauungen über die Kondensationsvorgänge der Atmosphäre[5]) zu liegen. Für eine genauere Prüfung muß allerdings erst weiteres Material abgewartet werden.

1) Vgl. A. Sprung, Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen. Potsdam 1898. S. V.
2) H. Gerdien, a. a. O., S. 841.
3) Elster u. Geitel, Wien. Ber. 1890, S. 437.
4) W. Köppen, Zeitschrift für Meteorologie 19, 12, 1884.
5) Vgl. H. Gerdien, diese Zeitschr. 6, 659, 1905; woselbst auch die ältere Literatur angegeben ist.

Potsdam, 5. März 1908.

(Eingegangen 5. März 1908.)

Kleine periodische elektromotorische Kräfte beliebigen zeitlichen Verlaufs.

Von Ludwig Baumgardt.

Der zeitliche Verlauf der elektromotorischen Kraft, die in der leitenden Umgrenzung einer

Fläche induziert wird, ist gegeben durch die zeitliche Änderung der Anzahl magnetischer Kraftlinien, welche jene Fläche durchsetzen. Während es nun praktisch nicht wohl angängig ist, jede beliebige vorherbestimmte zeitliche Änderung der wirksamen magnetischen Feldintensität zu erzielen, ist es mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich, den Inhalt der leiterumgrenzten Fläche in vorher bestimmter durchaus beliebiger zeitlicher Regelmäßigkeit zu ändern und so bei konstanter Magnetfeldintensität elektromotorische Kräfte jedweden gewünschten zeitlichen Verlaufs zu erhalten. Allerdings ist die Größenordnung solcherart erzeugter elektromotorischer Kräfte sehr klein.

In einigen hier behandelten Beispielen wird einer von den zum Ziel führenden Hauptwegen angedeutet. Dabei ist absichtlich keine Rücksicht auf den absoluten Höchstwert und die Periodenzahl der zu beschaffenden elektromotorischen Kräfte genommen, es ist vielmehr lediglich darauf Wert gelegt, darzutun, wie jeder beliebige vorher festgelegte Charakter der Kurve der elektromotorischen Kraft in Abhängigkeit von der Zeit erzielt werden kann.

Gewünscht werde eine elektromotorische Kraft nach Fig. 1.

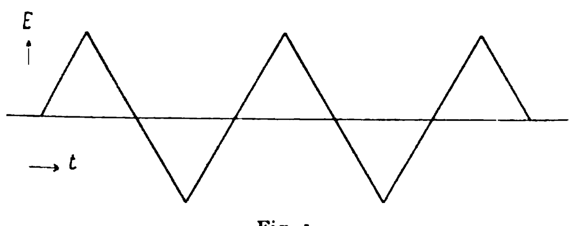


Fig. 1.

Erste Lösung: Aus leitendem Material wird eine Schleifkurve $a\,a$ (Fig. 1a) hergestellt, die aus zwei symmetrischen Teilen besteht und durch die Polargleichung $r = \sqrt{\varphi}$ (zwischen $\varphi = o$ und $\varphi = \pi$) bestimmt ist.[1]) In diese Schleifkurve wird ein aus leitendem Material bestehender Schleifkreis bei $b\,b$ isoliert eingebettet, dessen Mittelpunkt der Pol p der Schleifkurve $a\,a$ und dessen Radius $R = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ ist. Um den Pol p rotiert mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω der auf beiden festliegenden Schleifkurven ablaufende leitende Fahrstrahl ϱ in der Richtung des Pfeiles, während die Linien eines konstanten Magnetfeldes H senkrecht zu der von den Schleifkurven begrenzten Fläche verlaufen.[2])

Die erzeugte elektromotorische Kraft wird

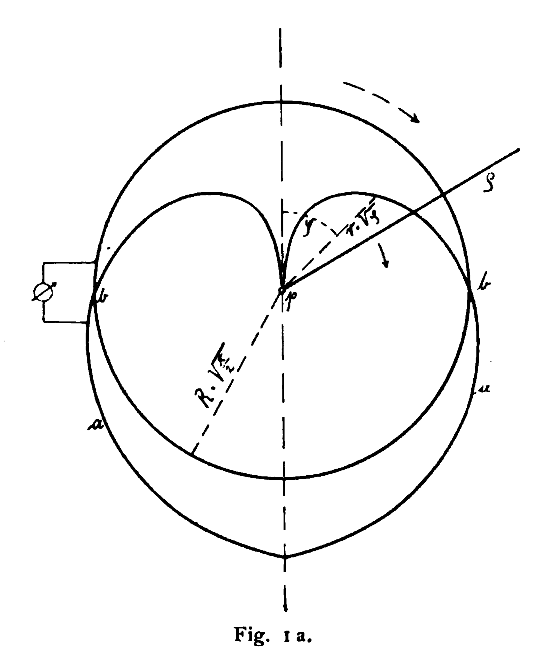


Fig. 1a.

$$E = \text{const}\; H\omega[R^2 - r^2] = CH\omega\left[\frac{\pi}{2} - \varphi\right].$$

In der an die zwei festliegenden Schleifkurven ebenfalls fest angelegten Nutzstromleitung wirkt also — von der Rückwirkung des erzeugten Stromes auf das primäre Feld H abgesehen — eine elektromotorische Kraft des gewünschten zeitlichen Charakters.

Zweite Lösung: Der in Fig. 1a dargestellte Schleifkreis wird weggelassen; um p rotieren (Fig. 2) mit der konstanten Winkel-

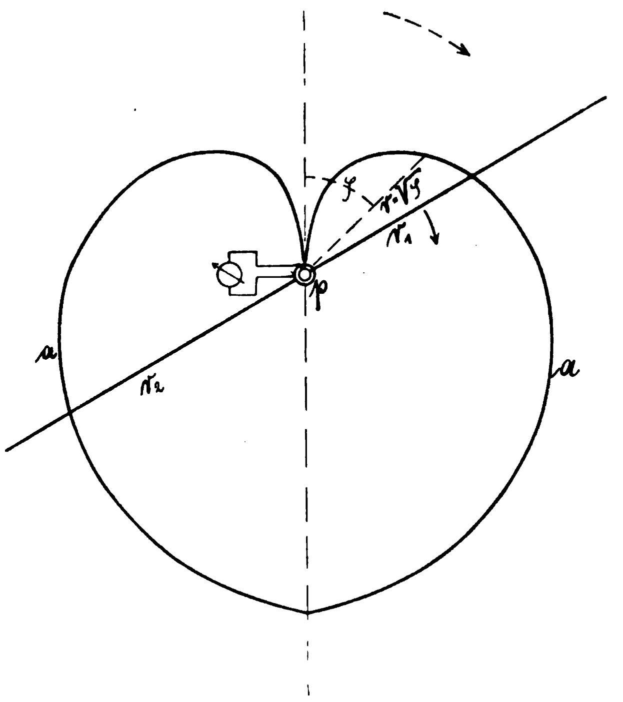


Fig. 2.

1) In dieser Figur wie in allen übrigen ist der Einfachheit halber von der Angabe jedweden konstanten Proportionalitätsfaktors abgesehen.

2) Letzteres gilt auch für alle übrigen Figuren.

geschwindigkeit ω zwei voneinander auf der Drehachse isolierte leitende Fahrstrahlen r_1 und r_2, die miteinander einen Winkel von 180^0 bilden und auf der Schleifkurve $a\,a$ ablaufen. Es wird

$$E = \text{const } H\omega[r_2^2 - r_1^2] = C_1 H\omega[\pi - 2\varphi].$$

In der mittels Schleifbürsten bei p von r_1 und r_2 abgehenden Nutzstromleitung wirkt darnach eine elektromotorische Kraft des vorher bestimmten zeitlichen Verlaufes.

Dritte Lösung: Die Schleifkurve (Fig 3)

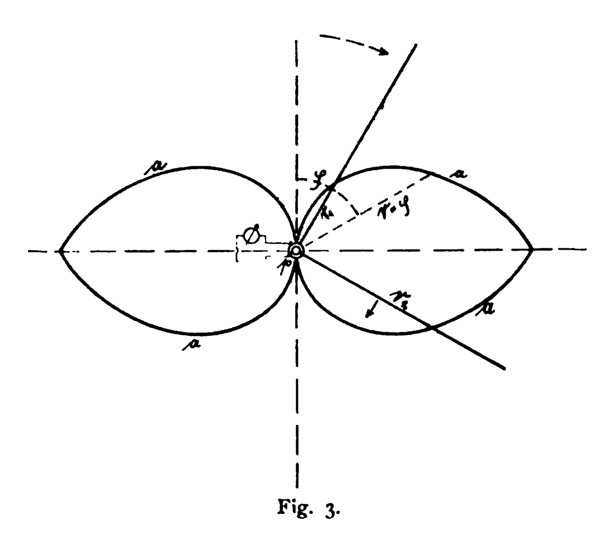


Fig. 3.

besteht aus 4 symmetrischen Teilen $a\,a\,a\,a$ nach der Polargleichung $r = \varphi$ $\left[\text{zwischen } \varphi = o \text{ und } \varphi = \frac{\pi}{2}\right]$. Zwei leitende Fahrstrahlen, die einen Winkel von 90^0 miteinander bilden und auf der Drehachse voneinander isoliert sind, rotieren um den Pol p mit der Winkelgeschwindigkeit ω.

$$E = \text{const } H\cdot\omega[r_2^2 - r_1^2] = \text{const } H\cdot\omega \left[\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)^2 - \varphi^2\right] = C_2 H\omega\left[\frac{\pi}{2} - 2\varphi\right].$$

Die Nutzstromleitung wird wie vorher mittels Schleifbürsten bei p an r_1 und r_2 gelegt und steht ersichtlich unter der Wirkung einer elektromotorischen Kraft des gewünschten Charakters.

Gewünscht werde weiterhin eine streng sinusförmig verlaufende elektromotorische Kraft.

Erste Lösung: Ein leitender Schleifkreis, $R = 1$ (Fig. 4), dessen Mittelpunkt der Pol der leitenden Schleifkurve $a\,a$ ist, [Polargleichung $r = \sqrt{1 - \cos\varphi}$ zwischen $\varphi = o$ und $\varphi = \pi$] wird isoliert in die Schleifkurve $a\,a$ eingebettet. Ein leitender Fahrstrahl rotiert um p mit der Winkelgeschwindigkeit ω.

$$E = \text{const } H\cdot\omega\,[R^2 - r^2] = C_3 H\,\omega \cos\varphi.$$

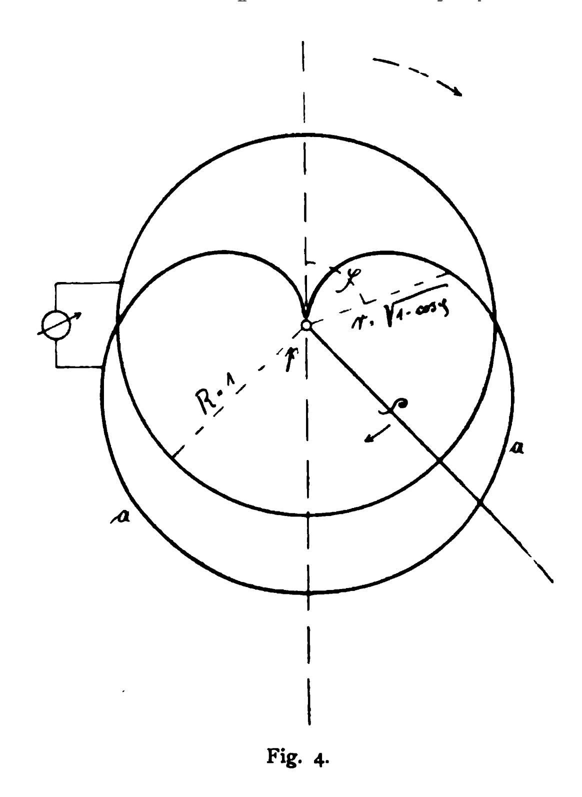


Fig. 4.

Zweite Lösung: Als Schleifkurven werden zwei nahe beim Pol p (Fig. 5) ineinander über-

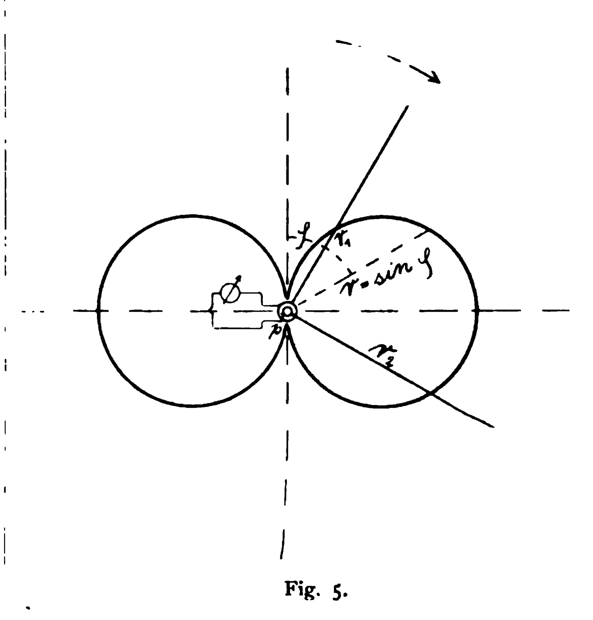


Fig. 5.

gehende leitende Kreise gewählt, so daß zwischen o und π $r = \sin\varphi$ ist. Die zwei um 90^0 gegeneinander versetzten Fahrstrahlen rotieren um p mit der Winkelgeschwindigkeit ω.

$$E = \text{const } H\omega[r_2^2 - r_1^2] = \text{const } H\omega[\cos^2\varphi - \sin^2\varphi] = C_4 H\omega \cos 2\varphi.$$

Dritte Lösung: Die vier symmetrischen Teile $a\,a\,a\,a$ der zwei Schleifkurven in Fig. 6

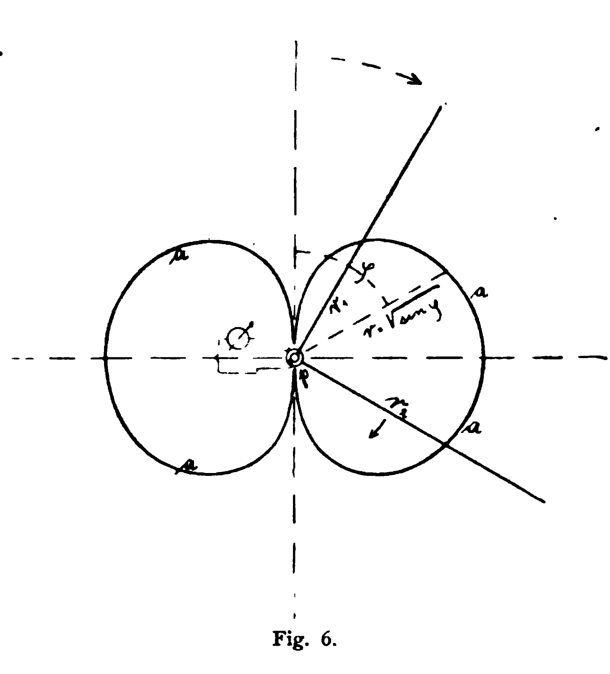


Fig. 6.

genügen der Polargleichung $r = \sqrt{\sin\varphi}\left(\text{zwischen}\right.$ $\left.\varphi = o \text{ und } \varphi = \frac{\pi}{2}\right)$.

$$E = \text{const}\, H\omega\,[r_2^2 - r_1^2] = \text{const}\, H\omega\,[\cos\varphi - \sin\varphi]$$
$$= C_5 H\omega \cos\left(\frac{\pi}{4} + \varphi\right).$$

Von den zahlreichen möglichen Anordnungen zur Lösung der gestellten Aufgabe, eine vorher bestimmte, beliebig mit der Zeit variierende elektromotorische Kraft zu schaffen, ist die einfachste, ausnahmslos in jedem Fall anwendbare und zweckmäßigste diejenige, welche in den vorgeführten Beispielen je an erster Stelle aufgeführt ist. Diese Anordnung bedingt die kleinste Zahl von Schleifstellen und die Polargleichung der Schleiflinie ist ohne weiteres aus dem gewünschten Verlauf der elektromotorischen Kraft ablesbar, auch wenn dieser nur graphisch vorliegt: Will man eine periodische elektromotorische Kraft beliebigen zeitlichen Verlaufes erhalten, E, so lege man einen Drahtkreis vom Radius $R = c . E_{-\max}$ isoliert in eine Drahtkurve ein, deren Polargleichung $r = c . \sqrt{E + E_{-\max}}$ ist. Senkrecht zur so umgrenzten Fläche lasse man die Linien eines konstanten gleichförmigen Magnetfeldes verlaufen und um den gemeinsamen Pol der beiden leitenden festliegenden Schleifkurven lasse man mit konstanter Winkelgeschwindigkeit einen auf den Schleiflinien ablaufenden geradlinigen Leiter rotieren. Die Nutzstromleitung liegt an den beiden festen Schleiflinien. $E_{-\max}$ ist der höchste in einer Periode vorkommende absolute Wert der elektromotorischen Kraft, solange deren Vorzeichen negativ ist, und c ist eine mit dem Magnetfeld und der Winkelgeschwindigkeit zusammenhängende Konstante, die nicht näher erörtert zu werden braucht.

Daß diese allgemeine Regel auch in den beiden vorher behandelten Beispielen („erste Lösung") befolgt ward, erkennt man ohne weiteres, wenn man die Richtachse des Polarkoordinatensystems in den Fig. 1a und 4 um 90^0 dreht.

Frankfurt a. M., März 1908.

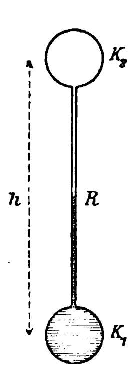
(Eingegangen 12. März 1908.)

Einfacher Vorlesungsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärme-Äquivalents.

Von L. Kann.

In dem Bestreben, einen in jeder Hinsicht tunlichst unmittelbaren Vorlesungsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärme-Äquivalents zu schaffen, der also in erster Linie möglichst durchsichtig in seiner Wirkungsweise und einfach in seiner Handhabung und in der Auswertung seiner Ergebnisse sein sollte, kam ich schließlich auf den Gedanken, ein und dieselbe Substanz als energetisches, kalorimetrisches und thermometrisches Material zu verwenden, u. zw. Quecksilber in dem nachfolgend beschriebenen Glasapparat.

Der Apparat besteht aus zwei durch eine Kapillare R miteinander verbundene, tunlichst inhaltsgleiche Kugeln K_1 und K_2 und ist zur



Hälfte mit reinem Quecksilber gefüllt, so daß dasselbe in der gezeichneten Stellung die untere Kugel K_1 ganz erfüllt und in der Kapillare bei gewöhnlicher Zimmertemperatur ungefähr bis zur Mitte steht. Die Kapillare ist mit einer Millimeterteilung oder besser gleich mit einer Gradskala versehen, so daß der sorgfältig evakuierte Apparat soweit einem sehr empfind-

lichen Thermometer entspricht, da die Quecksilbermasse beträchtlich und die Kapillare ziemlich eng ist.

Zur Bestimmung des mechanischen Wärme-Äquivalents braucht man nun bloß mehrmals das Quecksilber durch Umdrehen des Apparates aus der einen Kugel in die andere laufen zu lassen und am Apparat selbst die hierdurch entstehende Temperaturerhöhung des Quecksilbers abzulesen. (Hierbei wird nämlich die wiederholte Fallarbeit des Quecksilbergewichts Q über die Höhe h, wie wir annehmen können, in Wärme umgesetzt und zur Temperatursteigerung des Quecksilbers aufgewendet.) Könnte man bei diesem Vorgange nun von Leitungs- und Strahlungsverlusten u. dgl. absehen, so läßt sich die Berechnung des mechanischen Wärme-Äquivalentes äußerst einfach durchführen: Es ist für dieselbe dann bloß die Kenntnis des Abstandes h[1]) der Kugelmittelpunkte, der Zahl der Doppelumdrehungen $2n$ und der diesen entsprechenden Temperaturerhöhung $\triangle t$ nötig. Das Gewicht Q des Quecksilbers fällt dann selbstverständlich aus der Rechnung aus, weil eine größere Quecksilbermasse zwar bei jeder Umdrehung eine entsprechend größere Fallarbeit liefert, dafür aber auch die hierdurch zu erwärmende Masse im gleichen Verhältnis wächst.

Die spezifische Wärme des Quecksilbers sei $\sigma_Q = 0{,}0333$, das mechanische Wärme-Äquivalent A; dann ist

$$A \cdot Q \cdot \sigma_Q \cdot \triangle t = 2n \cdot Q \cdot h \text{ und}$$

$$A = \frac{2n \cdot h}{\sigma_Q \cdot \triangle t}$$

z. B. für 10 Doppelumdrehungen und $h = 0{,}50$ m

$$A = \frac{10}{0{,}0333 \cdot \triangle t} = \frac{300}{\triangle t}.$$

Und es ergibt sich der gewöhnliche Wert von A aus einer Temperaturerhöhung von ca. $0{,}7^0$ C.

Ganz so einfach ist nun allerdings die genauere Auswertung infolge der oben erwähnten Fehlerquellen nicht, und es muß daher, hauptsächlich wegen der Erwärmung des Glases, auch das Gewicht des Quecksilbers und des Glases in Rechnung gezogen werden. Aber es lassen sich unter Beobachtung auch nur der gewöhnlichsten bei solchen Messungen üblichen Vorsichtsmaßregeln und Korrekturen überraschend gute und — was für die Vorführung beim Unterricht das Wichtigste ist — verläßlich miteinander übereinstimmende Resultate erzielen. — Ich habe einfach den Apparat, bis auf den mittleren Teil der Kapillare mit Wolle umhüllt, in eine weitere, mit einem Thermometer versehene Röhre eingeschlossen und diese wieder gut in ein Kästchen verpackt, in dem Schlitze für die Beobachtung des Thermometers und der Kapillare ausgespart waren. (Die weitere Röhre könnte auch luftdicht verschlossen und evakuiert und innen, sowie der Apparat selbst außen, bis auf ein paar Beobachtungsschlitze versilbert werden. — Bei Benutzung all der besonderen Hilfsmittel eines für derartige Bestimmungen ausgestatteten Laboratoriums ließe sich der Apparat wohl zu Präzisionsmessungen verwenden.)

Die Apparate, die mir die Firma Lenoir & Forster in Wien geliefert hat, leiden bisher noch an einem kleinen Übelstand, der sich aber in der Folge leicht beheben lassen wird. Die in den Apparaten noch vorhandenen geringen Luftreste werden beim Umstürzen in der leeren Kugel durch das fallende Quecksilber abgeschlossen und treten nach beendigtem Abfluß an der Mündung der nunmehr gefüllten Kugel als ca. 2 mm langer Luftfaden, durch die Quecksilbersäule in der Kapillare wie bei einem Mac Leodschen Vakuummeter komprimiert, auf. Das hat aber, wie gesagt, nicht viel zu bedeuten, denn der Luftfaden tritt bei gleichmäßiger Handhabung mit großer Regelmäßigkeit an derselben Stelle auf, oder noch besser: er kann nach der gewünschten Zahl der Doppelumdrehungen vor der Ablesung aus der Kapillare entfernt werden, indem man den Apparat neigt, bis der Quecksilberfaden aus der Kapillare in die leere Kugel geflossen ist und auch dem Luftfaden in dieselbe zu entweichen gestattet hat, und dann wieder aufrichtet.

Der Apparat ist so zu dimensionieren, daß einerseits die Thermometerausschläge möglichst groß ausfallen und die Quecksilbermasse die Glasmasse — besonders für die angenäherte Bestimmung — beträchtlich überwiegt, andrerseits aber das Ausfließen nicht zu lange dauert.

Am günstigsten dürften sich folgende Dimensionen stellen: Radius der Kugeln ca. 2,8 cm, Abstand der Mittelpunkte ca. 50 cm; das gibt eine Abflußzeit von ca. 6' für 10 Doppelumdrehungen, wobei 1^0 C einem Ausschlag von ca. 15 mm entspricht.

Pilsen, März 1908.

(Eingegangen 20. März 1908.)

1) Wobei der Quecksilberfaden in der Kapillare vernachlässigt wird.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 79. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU DRESDEN.

H. Görges (Dresden), Allgemeine Sätze über den Betrieb von *n* parallel geschalteten Wechselstrommaschinen.[1])

Den bisher aufgestellten Theorien über das Schwingen parallel geschalteter Wechselstrommaschinen ist der Vorwurf gemacht worden, daß sie nur einen speziellen Fall beträfen, nämlich den des Zusammenarbeitens einer ungleichförmig angetriebenen Maschine mit einem unendlich starken Netz von konstanter Spannung und konstanter Periodenzahl. Erst in der letzten Zeit hat man begonnen, den allgemeineren Fall des Parallelbetriebes mehrerer beliebiger Maschinen zu behandeln. So untersuchte Dr. Ing. Huldschiner[2]) den Parallelbetrieb zweier und dreier Maschinen auf graphischem Wege und etwa zu gleicher Zeit Dr. Fleischmann[3]) den Fall zweier Maschinen analytisch. Im Sommer 1907 hat Dr. Ing. Sarfert[4]) der Dresdner Technischen Hochschule eine Dissertation eingereicht, in der er den allgemeinen Fall von *n* Maschinen analytisch behandelt. Indem ich auf diese inzwischen erschienene Arbeit hinweise, will ich in ähnlicher Weise wie Sarfert die allgemeinen Differentialgleichungen aufstellen und einige allgemeine Sätze aus ihnen ableiten, während Sarfert die Gleichungen für den Fall integriert, daß keine Dämpfung vorhanden ist.

Die in einer Wechselstrommaschine auftretenden periodisch veränderlichen Vorgänge pflegt man durch trigonometrische Reihen darzustellen, von denen man häufig nur das erste Glied, die Grundschwingung, betrachtet. Eine solche einfache Sinusschwingung von konstanter Periode und konstanter Amplitude kann man, Fig. 1, durch die Projektion OE' eines Vektors OE auf eine mit konstanter Geschwindigkeit umlaufende Gerade ZZ, die Zeitlinie, darstellen. Ist dagegen die Periodenzahl nicht konstant, so kann man dies durch eine Drehung des Vektors um den Nullpunkt O zum Ausdruck bringen. Rotiert die Zeitlinie nach rechts, so bedeutet eine Linksdrehung des Vektors OE eine Verkürzung der Dauer einer Periode, also eine Erhöhung der Periodenzahl, und umgekehrt eine Rechtsdrehung des Vektors E eine Verringerung der Periodenzahl. Langsame periodische Veränderungen der Periodenzahl können

1) Die Publikation dieses Vortrags ist auf Wunsch des Verfassers mit Rücksicht auf die Veröffentlichung einer Dissertation[4]) verzögert worden. D. Red.

2) Über das Pendeln parallel geschalteter Drehstromgeneratoren. Sammlung Elektrotechn. Vorträge. Stuttgart 1906.

3) Elektrotechn. Zeitschr. 1906, S. 873.

4) Über das Schwingen der Wechselstrommaschinen im Parallelbetrieb. Berlin 1908.

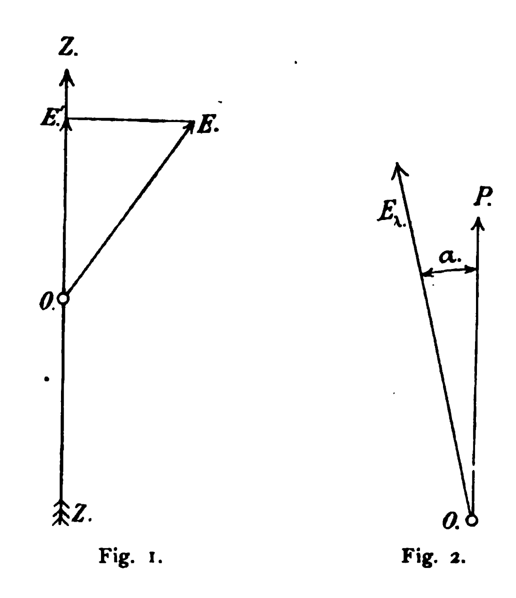


Fig. 1. Fig. 2.

also durch Schwingungen des Vektors um eine feste Richtung dargestellt werden.

Wenden wir das eben Gesagte auf eine einzige Maschine an, die nicht mit anderen parallel arbeitet, so muß der Vektor E_1, der ihre elektromotorische Kraft bei offenem Ankerkreise darstellt, schwingen. Denkt man sich der ganzen Maschine eine Rotation erteilt von der mittleren Geschwindigkeit der tatsächlich vorhandenen und ihr entgegengesetzt gerichtet, so kommt der rotierende Teil bei konstanter Geschwindigkeit vollkommen zur Ruhe, während er bei ungleichförmiger Rotation Schwingungen ausführt, die mit den Schwingungen des E_1-Vektors genau synchron und proportional sind. Bei einer zweipoligen Maschine ist die Schwingungsweite des rotierenden Teiles ebenso groß wie die des Vektors E_1; bei einer Maschine mit $2p$ Polen ist sie der p-te Teil der Schwingungsweite des Vektors.

Wird dieselbe Maschine — immer noch Einzelbetrieb vorausgesetzt — belastet, so weicht der Vektor ihrer Klemmenspannung P in Größe und Richtung von dem E_1-Vektor ab, Fig. 2, und zwar hat der E_1-Vektor eine um so größere Voreilung α vor dem Spannungsvektor P, je größer die Belastung ist.

Wir wollen nun zum Parallelbetrieb übergehen und uns die Maschine an ein Netz angeschlossen denken, das bereits von anderen Maschinen gespeist wird. Der Vektor der Klemmenpannung OP fällt dann nach Größe und Richtung mit dem Vektor der Netzspannung ON zusammen. Hat die Netzspannung konstante Periodenzahl, während die Rotation der Maschine

ungleichförmig ist, so steht der Netzvektor ON still, während der E_λ-Vektor schwingt. Und da die Leistung der Maschine dem Winkel α, den die beiden Vektoren miteinander einschließen, proportional gesetzt werden kann, so schwankt dementsprechend die von der Maschine abgegebene elektrische Leistung L. Wir wollen diese Leistung die Voreilungsleistung nennen, Wird α negativ, so kehrt sich auch der Sinn der Leistung um und die Maschine arbeitet als Synchronmotor.

Im Parallelbetrieb ist die eben betrachtete Leistung aber nicht die einzige, die die Maschine abgibt. Es bildet sich nämlich unter dem Einflusse der Ankerströme ein rotierendes Feld aus, dessen Geschwindigkeit der Periodenzahl der Netzspannung proportional ist. Den Unterschied zwischen dieser Geschwindigkeit und der des umlaufenden Teiles nennt man die Schlüpfung, und wenn in den Polen Wirbelströme entstehen, so tritt eine zweite Leistung auf, die wie bei Asynchronmaschinen der Schlüpfung proportional ist. Wir wollen sie Schlüpfungsleistung oder Dämpfungsleistung nennen und mit D bezeichnen. Das Auftreten von Wirbelströmen in den Polschuhen und demzufolge einer Schlüpfungsleistung wird ganz besonders durch die Anordnung einer Dämpfungswicklung nach Leblanc gefördert, die in starken, durch die Polschuhe gezogenen, an beiden Enden miteinander verbundenen Kupferstäben besteht.

Wollen wir nun den Parallelbetrieb allgemein behandeln, so müssen wir nach dem Vorschlage von Ossanna und Huldschiner[1]) annehmen, daß auch der Netzvektor ON Schwingungen ausführt. Er schwinge um die feste Richtung OA, Fig. 3, und seine momentane Winkelabweichung von dieser Richtung sei y. Ferner sei die Winkelabweichung der Feldmagnete von ihrer Nullage in räumlichen Graden gemessen gleich χ. Dann ist bei p Polpaaren die Winkelabweichung des E_λ-Vektors von der festen Richtung OA gleich.

$$\alpha + y = p\chi. \tag{1}$$

Nun setzt sich die zugeführte mechanische Leistung, wenn man von den Verlusten in der Maschine absieht, in kinetische und elektrische Leistung um. Die kinetische Leistung hängt von dem räumlichen Winkel χ ab und ist proportional mit $\frac{d^2\chi}{dt^2}$. Ist Φ die kinetische Energie der rotierenden Massen, so ist die kinetische Leistung

$$\frac{d\Phi}{dt} = \vartheta\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right), \tag{2}$$

worin ϑ dem Trägheitsmoment der rotierenden Massen proportional ist.

Die beiden elektrischen Leistungen hängen dagegen von dem Winkel zwischen E_λ und ON ab. Die Voreilungsleistung L ist

$$L = r\alpha, \tag{3}$$

die Schlüpfungsleistung

$$D = q\frac{d\alpha}{dt}. \tag{4}$$

Mithin erhält man

$$\vartheta\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q\frac{d\alpha}{dt} + r\alpha = L_m. \tag{5}$$

Setzt man aber

$$\alpha = \alpha_0 + x, \tag{6}$$

worin α_0 die der mittleren Leistung L_0 entsprechende Voreilung des E_λ-Vektors vor dem Netzvektor N und x die augenblickliche Abweichung von dieser Lage bezeichnet, so erhält man

$$\vartheta\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q\frac{dx}{dt} + rx = L_m - r\alpha_0. \tag{7}$$

Der Ausdruck $r\alpha_0$ ist aber die mittlere elektrische Leistung L_0 der Maschine. Setzt man weiter

$$L_m - r\alpha_0 = f(t), \tag{8}$$

worin $f(t)$ den Überschuß der momentan zugeführten Leistung über die mittlere abgegebene bezeichnet und nach unseren Voraussetzungen eine periodische Funktion der Zeit ist, so geht Gl. (7) in

$$\vartheta\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q\frac{dx}{dt} + rx = f(t) \tag{9}$$

über. Die Koeffizienten ϑ, q und r können wir als konstant ansehen. ϑ ist dem Trägheitsmoment der rotierenden Massen proportional, q ist die Dämpfungskonstante, r die Direktions-

1) Huldschiner, Über das Pendeln parallel geschalteter Drehstromgeneratoren. S. 255.

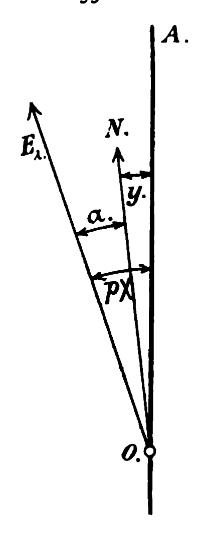


Fig. 3.

konstante. Die Funktion $f(t)$ kann gleich dem Überschuß des momentanen Drehmomentes über das mittlere, multipliziert mit der mittleren Winkelgeschwindigkeit gesetzt werden. Sie ist daher durch das Tangentialdruckdiagramm der Antriebsmaschinen gegeben und kann durch eine trigonometrische Reihe dargestellt werden.

Ein unendlich starkes Netz ist dadurch gekennzeichnet, daß der Netzvektor nicht schwingt; demnach verschwindet y für jedes t und Gleichung (9) geht in die der Theorie bisher gewöhnlich zugrunde gelegte Gleichung

$$\vartheta \frac{d^2x}{dt^2} + q\frac{dx}{dt} + rx = f(t) \qquad (10)$$

über.

Der allgemeine Fall des Parallelbetriebes aber wird durch ein System von n Gleichungen

$$\left.\begin{array}{l}
\vartheta_1\left(\frac{d^2x_1}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q_1\frac{dx_1}{dt} + r_1x_1 = f_1(t) \\
\vartheta_2\left(\frac{d^2x_2}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q_2\frac{dx_2}{dt} + r_2x_2 = f_2(t) \\
- \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \\
\vartheta_n\left(\frac{d^2x_n}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q_n\frac{dx_n}{dt} + r_nx_n = f_n(t)
\end{array}\right\} \quad (A)$$

dargestellt. Es enthält außer den n unbekannten Variabeln x noch die Variable y. Wir müssen uns daher noch nach einer Ergänzungsgleichung umsehen.

Nun kann man zunächst bemerken, daß man auch für jeden Synchronmotor eine Gleichung (9) aufstellen kann, wenn man nur die abgegebene mechanische Leistung und ebenso die aufgenommene elektrische Leistung negativ einsetzt. Ja man kann noch weiter gehen und auch die asynchronen Motoren in die Betrachtung einbeziehen. Bei ihnen kann eine Voreilungsleistung nicht auftreten, ihre Leistung ist eine reine Schlüpfungsleistung. Für jeden Asynchronmotor besteht also eine Gleichung von der Form

$$\vartheta\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + q\frac{dx}{dt} = f(t). \qquad (11)$$

Man erhält daher zu dem Gleichungssystem (A) für jeden Asynchronmotor eine Gleichung, in der die Konstante r gleich Null ist.

Was außerdem noch an das Netz angeschlossen ist, sind Glühlampen, Bogenlampen, Heizkörper und dergleichen. Nehmen wir an, daß die Schwingungen der Maschinen die Höhe der Netzspannung nicht beeinflussen, so muß die an diese Stromaufnehmer abgegebene Leistung konstant und gleich der Summe der mittleren Leistungen ΣL_0 aller Maschinen und Motoren sein. Diese Betrachtung liefert uns die Ergänzungsgleichung, nämlich

$$\Sigma(L + D) = \Sigma L_0$$

oder

$$\Sigma\left(L_0 + rx + q\frac{dx}{dt}\right) = \Sigma L_0,$$

woraus

$$\Sigma\left(rx + q\frac{dx}{dt}\right) = 0 \qquad (B)$$

folgt. Man kann diese Gleichung als die Bedingung für einen guten Parallelbetrieb ansehen. Die Addition der Gleichungen (A) ergibt unter Berücksichtigung von (B) die Gleichung

$$\Sigma\left(\vartheta\frac{d^2x}{dt^2}\right) + (\Sigma\vartheta)\frac{d^2y}{dt^2} = \Sigma f(t), \qquad (C)$$

woraus y, d. h. der Schwingungszustand des Netzvektors berechnet werden kann, wenn die Funktionen x bekannt sind.

Aus den Gleichungen (A) und (B) erkennt man, daß sich die Ungleichförmigkeit im Antriebe einer einzigen Maschine im allgemeinen im Gange aller Maschinen bemerkbar macht. Es kann daher z. B. ein großer Motor, der eine Kolbenpumpe antreibt, einen bis dahin guten Parallelbetrieb stören. [1])

Es fragt sich nun, unter welchen Bedingungen die einzelnen Gleichungen des Systemes (A) voneinander unabhängig werden, und unter welcher Bedingung sich die Maschinen ebenso verhalten wie eine Maschine gegen ein unendlich starkes Netz.

Wir wollen zuerst annehmen, daß alle Dynamomaschinen, wie groß und für welche

---

1) Setzt man die rechten Seiten der Gleichungen (A) gleich Null, so erhält man das Gleichungssystem der Eigen- oder freien Schwingungen. Es läßt sich zeigen, daß bei n-Maschinen die Eigenschwingung höchstens aus $(n-1)$ Sinusgliedern bestehen kann. Für den Fall zweier ungedämpfter Maschinen, der für Experimentaluntersuchungen besonders wichtig ist, erhält man aus (A) und (B)

$$\vartheta_1\left(\frac{d^2x_1}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + r_1x_1 = f_1(t)$$

$$\vartheta_2\left(\frac{d^2x_2}{dt^2} + \frac{d^2y}{dt^2}\right) + r_2x_2 = f_2(t)$$

$$r_1x_1 + r_2x_2 = 0,$$

woraus für die erste Maschine die leicht integrierbare Gleichung

$$\vartheta_1\vartheta_2(r_1 + r_2)\frac{d^2x_1}{dt^2} + (\vartheta_1 + \vartheta_2)r_1r_2x_1 = \vartheta_2r_2f_1(t) - \vartheta_1r_2f_2(t)$$

und für die gemeinsame Eigenschwingungszahl beider Maschinen die bereits von Fleischmann, E.T.Z. S. 874, 1906, Gl. (4), angegebene Formel

$$z_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)r_1r_2}{(r_1 + r_2)\vartheta_1\vartheta_2}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{1}{\vartheta_1} + \frac{1}{\vartheta_2}}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}}$$

folgt. Diese Schwingungszahl liegt zwischen den Eigenschwingungszahlen der Maschinen gegen ein unendlich starkes Netz, nämlich

$$z_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{r_1}{\vartheta_1}} \quad \text{und} \quad z_2 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{r_2}{\vartheta_2}}.$$

Wegen der allgemeinen Bestimmung der Eigenschwingungszahlen vergl. Sarfert, Dr.-Ing.-Dissertation.

Umlaufzahlen sie auch gebaut seien, den Bedingungen

$$\vartheta_1 : \vartheta_2 : \cdots : \vartheta_n = q_1 : q_2 : \cdots : q_n = r_1 : r_2 : \cdots : r \qquad (12)$$

genügen. Solche Maschinen wollen wir einander ähnlich gebaut nennen. Die Antriebsmaschinen dagegen mögen noch von beliebiger untereinander verschiedener Konstruktion sein. Die Bedingungsgleichungen (12) sind mit den folgenden gleichwertig

$$q_m = \varkappa \vartheta_m, \quad r_m = \varrho \vartheta_m. \qquad (13)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen geht das System (A) über in

$$\left.\begin{array}{l}
\vartheta_1 \left[\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_1}{dt} + \varrho x_1\right] = f_1(t) \\
\vartheta_2 \left[\frac{d^2 x_2}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_2}{dt} + \varrho x_2\right] = f_2(t) \\
- \; - \; - \; - \; - \; - \; - \; - \\
\vartheta_n \left[\frac{d^2 x_n}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_n}{dt} + \varrho x_n\right] = f_n(t).
\end{array}\right\} \qquad (14)$$

und Gleichung (B) wird zu

$$\varkappa \frac{d}{dt} \Sigma(\vartheta x) + \varrho \Sigma(\vartheta x) = 0. \qquad (15)$$

Das Integral dieser Gleichung ist

$$\Sigma(\vartheta x) = C e^{-\frac{\varrho}{\varkappa} t}, \qquad (16)$$

worin C eine Konstante und e die Basis der natürlichen Logarithmen ist. Diese Gleichung kann aber nur bestehen, wenn die Größen x keine Schwingungen darstellen. Andernfalls muß die Konstante C verschwinden, d. h. es muß

$$\Sigma(\vartheta x) = 0 \qquad (17)$$

sein, woraus zugleich folgt, daß auch

$$\frac{d}{dt} \Sigma(\vartheta x) = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d^2}{dt^2} \Sigma(\vartheta x) = 0 \qquad (18)$$

sein muß. Dann aber ergibt die Addition der Gleichungen (14)

$$(\Sigma \vartheta) \frac{d^2 y}{dt^2} = \Sigma f(t). \qquad (C_1)$$

Diese Gleichung enthält die Variabeln x nicht mehr. Die Schwingungen des Netzvektors können also direkt aus den Funktionen $f(t)$ berechnet werden.

Ferner können die Gleichungen (14) nunmehr in der Form

$$\left.\begin{array}{l}
\vartheta_1 \left[\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_1}{dt} + \varrho x_1\right] = f_1(t) - \frac{\vartheta_1}{\Sigma \vartheta} \Sigma f(t) \\
\vartheta_2 \left[\frac{d^2 x_2}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_2}{dt} + \varrho x_2\right] = f_2(t) - \frac{\vartheta_2}{\Sigma \vartheta} \Sigma f(t) \\
- \; - \; - \; - \; - \; - \; - \; - \; - \\
\vartheta_n \left[\frac{d^2 x_n}{dt^2} + \varkappa \frac{dx_n}{dt} + \varrho x_n\right] = f_n(t) - \frac{\vartheta_n}{\Sigma \vartheta} \Sigma f(t)
\end{array}\right\} \qquad (A_1)$$

geschrieben werden. Diese Gleichungen sind voneinander unabhängig und können daher einzeln integriert werden. Die Maschinen haben alle dieselbe Schwingungszahl der ungedämpften Eigenschwingung, nämlich

$$z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\varrho}. \qquad (19)$$

Vergleicht man die Gleichungen (A_1) mit der Gleichung (10), die das Verhalten einer Maschine gegen ein unendlich starkes Netz darstellt, so unterscheiden sie sich von ihr nur durch die Ausdrücke auf der rechten Seite. Bei einer Maschine gegen ein unendlich starkes Netz steht rechts nur die Funktion $f(t)$ der betreffenden Antriebsmaschine; in dem hier betrachteten Falle enthält die rechte Seite jeder Gleichung die Funktionen $f(t)$ aller Antriebsmaschinen. Die erzwungenen Schwingungen einer beliebigen Maschine hängen also nicht bloß von dem Tangentialdruckdiagramm ihrer eigenen Antriebsmaschine, sondern auch von denen aller anderen ab. Findet Resonanz zwischen der Grund- oder einen Oberschwingung irgendeiner Antriebsmaschine und der gemeinsamen Eigenschwingungszahl z_0 statt, so ist der Betrieb aller Maschinen gefährdet. Andererseits ist nur eine einzige Schwingungszahl für den Betrieb gefährlich. Der Gefahrzustand ist also bei ähnlich gebauten Maschinen von vornherein leichter zu vermeiden als bei verschieden gebauten Maschinen.

Am günstigsten ist es, wenn alle Maschinen, und zwar Dynamomaschinen und Antriebsmaschinen, einander gleich sind. Dann ist

$$\left.\begin{array}{l}
\vartheta_1 = \vartheta_2 = \cdots = \vartheta_n = \vartheta \\
q_1 = q_2 = \cdots = q_n = q \\
r_1 = r_2 = \cdots = r_n = r
\end{array}\right\} \qquad (20)$$

und

$$\Sigma \vartheta = n \vartheta \qquad (21$$

und die Funktionen $f(t)$ unterscheiden sich bei gleicher Belastung der Antriebsmaschinen nur durch die Phasenverschiebungen, die von den Kurbelstellungen abhängen. Das Gleichungssystem (A_1) geht damit über in

$$\left.\begin{array}{l}
\vartheta \frac{d^2 x_1}{dt^2} + q \frac{dx_1}{dt} + r x_1 = f_1(t) - \frac{\Sigma f(t)}{n} \\
\vartheta \frac{d^2 x_2}{dt^2} + q \frac{dx_2}{dt} + r x_2 = f_2(t) - \frac{\Sigma f(t)}{n} \\
- \; - \; - \; - \; - \; - \; - \; - \; - \\
\vartheta \frac{d^2 x_2}{dt^2} + q \frac{dx_n}{dt} + r x_n = f_n(t) - \frac{\Sigma f(t)}{n}
\end{array}\right\} . \qquad (A_2)$$

und Gleichung (C_1) in

$$\vartheta \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{\Sigma f(t)}{n}. \qquad (C_2)$$

Bei **Kurbelsynchronismus und gleicher** Belastung sind jetzt auch alle $f(t)$ einander gleich, also

$$\Sigma f(t) = n f(t). \tag{22}$$

Die Gleichungen lauten daher übereinstimmend

$$\left.\begin{aligned} \vartheta \frac{d^2 x_1}{dt^2} + q \frac{dx_1}{dt} + r x_1 = 0 \\ \vartheta \frac{d^2 x_2}{dt^2} + q \frac{dx_2}{dt} + r x_2 = 0 \\ - - - - - - \\ \vartheta \frac{d^2 x_n}{dt^2} = q \frac{dx_n}{dt} + r x_n = 0. \end{aligned}\right| \quad (A_3)$$

Die Maschinen können daher keine erzwungenen Schwingungen gegenüber dem Netz ausführen, wohl aber noch freie Schwingungen. Andererseits erhält man für den Netzvektor

$$\vartheta \frac{d^2 y}{dt^2} = f(t). \tag{C_3}$$

Der Netzvektor schwingt also. Sind an das Netz Umformer oder Synchronmotoren angeschlossen, deren Einfluß wir bei Aufstellung der Gleichungen (A_3) vernachlässigt haben, so erhält deren Gleichung bei konstantem Belastungsmoment die Form

$$\vartheta \frac{d^2 x}{dt^2} + q \frac{dx}{dt} + r x = - f(t). \tag{23}$$

Der Kurbelsynchronismus ist also gerade für Synchronmotoren und Umformer gefährlich und ist nur da zu empfehlen, wo solche Motoren nicht angeschlossen sind. Er findet auch wenig Liebe bei den Betriebsleitern, weil das Parallelschalten selbst schwieriger auszuführen ist und viel Zeit erfordert, wenn zugleich Kurbelsynchronismus hergestellt werden soll.

Wir wollen endlich alle Kurbeln gleicher Art gleichmäßig gegeneinander verstellen, so daß die Grundschwingungen der gleichen Funktionen $f(t)$ gleichmäßig gegeneinander in der Phase verschoben sind. Zu beachten ist, daß bei Viertaktmaschinen gleiche Kurbelstellung 0^0 oder 180^0 Phasenverschiebung der Funktionen $f(t)$ bedeutet. In dem Ausdruck $\Sigma f(t)$ verschwinden dann alle Glieder, deren Ordnungszahl nicht durch die Anzahl der Maschinen n teilbar ist, dagegen wird die Größe der Glieder, deren Ordnungszahl durch n teilbar ist, n-mal so groß. In dem Ausdruck $\frac{1}{n}\Sigma f(t)$ behalten sie also dieselbe Größe wie in $f(t)$. In dem Ausdruck $f(t) - \frac{1}{n}\Sigma f(t)$ bleiben daher alle Glieder, deren Ordnungszahl nicht durch n teilbar ist, in derselben Größe wie in $f(t)$ bestehen, dagegen verschwinden alle Glieder, deren Ordnungszahl durch n teilbar ist. Für den Parallelbetrieb sind aber nur die niedrigen Ordnungszahlen von Bedeutung, und zwar bei Dampfmaschinen im allgemeinen nur die Grund- und die erste Oberschwingung, bei Gasmotoren außerdem noch die zweite Oberschwingung. Nehmen wir also bei Dampfmaschinen mindestens drei, bei Gasmotoren mindestens vier gleiche Maschinen an und schalten sie so parallel, daß die Kurbeln der Maschinen gleichmäßig gegeneinander verstellt sind, so können wir bei gleicher Belastung der Maschinen angenähert

$$\Sigma f(t) = 0 \quad \text{und} \quad f(t) - \frac{\Sigma f(t)}{n} = f(t) \tag{24}$$

setzen, und die Gleichungen (A_2) gehen über in

$$\left.\begin{aligned} \vartheta \frac{d^2 x_1}{dt^2} + q \frac{dx_1}{dt} + r x_1 = f(t) \\ \vartheta \frac{d^2 x_2}{dt^2} + q \frac{dx_2}{dt} + r x_2 = f(t) \\ - - - - - - - \\ \vartheta \frac{d^2 x_n}{dt^2} + q \frac{dx_n}{dt} + r x_n = f(t). \end{aligned}\right| \quad (A_4)$$

Alle diese Gleichungen sind völlig untereinander gleich. Für den Netzvektor erhält man aus (C_2)

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = 0, \tag{C_4}$$

d. h. der Netzvektor steht still. Die Maschinen verhalten sich jetzt also genau wie eine einzige Maschine gegen ein unendlich starkes Netz. Für Synchronmotoren und synchrone Umformer ist dieser Fall der günstigste.

Die beiden Fälle des Kurbelsynchronismus und der gleichmäßigen Kurbelverstellung bilden die Grenzfälle, zwischen denen der Betrieb liegt. Ist nur eine Maschine im Gang, so haben wir den Fall des Kurbelsynchronismus; je mehr Maschinen mit beliebigen Kurbelstellungen in Betrieb genommen werden, um so mehr kann man erwarten, daß man sich dem anderen Grenzfall nähert.

Man erkennt aus diesen Betrachtungen, daß man am besten tut, lauter gleiche Maschinen, und zwar sowohl Dynamo- wie Antriebsmaschinen, in einer Anlage zu verwenden; zum mindesten aber ähnlich gebaute Dynamomaschinen. Die Eigenschwingungszahl ist dann für alle Maschinen dieselbe und die gefährliche Resonanz kann leichter vermieden werden. Bei gleich gebauten Maschinen ist ferner, wenn Synchronmotoren oder synchrone Umformer angeschlossen sind, der Kurbelsynchronismus, der überdies schwierig herzustellen ist, zu vermeiden.

(Eingegangen 18. Februar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

F. L. Kohlrausch, Einführung in die Differential- und Integralrechnung nebst Differentialgleichungen. 8. VII und 191 S. mit 100 Textfiguren u. 200 Aufgaben. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 6,—, gebunden M. 6,80.

Die vorliegende Einführung in die höhere Mathematik ist ursprünglich für die Teilnehmer an den Ausbildungskursen für Telegraphenbeamte bestimmt, doch ist dieselbe in jeder Hinsicht so sachgemäß und geschickt abgefaßt, daß sie auch gewiß in anderen Kreisen als elementarer Leitfaden mit vollem Recht Liebhaber finden wird. E. Bose.

Reinhart Blochmann, Luft, Wasser, Licht und Wärme. (Aus Natur und Geisteswelt, 5. Bändchen.) kl. 8. VI u. 149 S. mit zahlreichen Abbildungen. Dritte Auflage. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1,—, geb. M. 1,25.

Acht Vorträge, die der Verfasser in den Jahren 1895 und 1897 im „Verein für fortbildende Vorträge zu Königsberg i. Pr." gehalten hat, vermehrt um einen weiteren Vortrag über flüssige Luft, bilden den Inhalt dieses Bändchens. Das Buch ist aber so gründlich durchgesehen und überarbeitet worden, daß die Neuauflage eine durchaus den modernen Anschauungen gemäße Darstellung der geschilderten Erscheinungen bietet. Das Buch ist, wie aus seiner Entstehungsgeschichte hervorgeht, für Laien geschrieben. Es soll dem gebildeten Laien das Verständnis der für das praktische Leben und für die moderne Technik des Alltages wichtigsten physikalischen und chemischen Vorgänge vermitteln. Anschauliche Darstellung, unterstützt durch 115 zum Teil ganz vortreffliche Abbildungen hilft dem Verfasser sein Ziel erreichen. Das Bändchen ist ein Musterwerk populär-naturwissenschaftlicher Literatur. Max Iklé.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von A. Winkelmann. Zweite Auflage. Erster Band. Erste Hälfte. Allgemeine Physik. Lex.-8. IV u. 544 S. Mit 164 Abbildungen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1906. M. 17,—

Der vorliegende Halbband des Winkelmannschen Sammelwerkes enthält in der trefflichen Behandlung durch F. Auerbach die Artikel: Grundbegriffe; Messung von Raum- und Zeitgrößen; Messung von Massen und Kräften; Dichte; Potentialtheorie; Mechanik; Statik; Kinematik und Dynamik; Fall und Wurf; Pendel; Kreiselbewegung; Allgemeine Gravitation; Elastizität im allgemeinen.

Einer besonderen Empfehlung bedarf meines Erachtens das Buch nicht mehr. Max Iklé.

A. Föppl, Die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie. (Vorlesungen über technische Mechanik. Bd. V.) gr. 8. XII u. 391 S. mit 44 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. geb. M. 10,—

Die rasche Entwickelung der Maschinentechnik stellt der Mechanik immer neue Probleme, welche bald auch im Hochschulunterrichte Berücksichtigung heischen, wenn die jungen Ingenieure den wissenschaftlichen Anforderungen der Praxis genügen sollen. Prof. Föppl in München, der selbst an dieser Entwickelung regen Anteil nahm, hat sich daher entschlossen, durch Ergänzungsbände zu seinen verbreiteten „Vorlesungen über technische Mechanik" seinen Hörern über den normalen Unterricht hinaus Gelegenheit zum Studium solcher Probleme und der zu ihrer Lösung führenden Methoden zu bieten, und sie auf diese Weise zur selbständigen Weiterarbeit anzuregen.

Der jetzt vorliegende Ergänzungsband V zur „Festigkeitslehre" (Bd. III der Vorlesungen) behandelt „die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie" in sechs fast unabhängig nebeneinander stehenden Abschnitten. Der erste enthält in der Hauptsache eine kurze Wiedergabe der Mohrschen Darstellung der Beanspruchung von Materialien durch Spannungskreise und eine Besprechung der verschiedenen Hypothesen über die Bedingungen des Bruches, von denen derjenigen von Mohr selbst unter gewissen Vorbehalten die größte Wahrscheinlichkeit zugesprochen wird. Dieselbe besagt, was vielleicht vom Verf. etwas schärfer hätte herausgehoben werden können, daß für den Bruch weder die Formänderung, noch auch nur eine der Spannungskomponenten (z. B. die größte Zugspannung beim Zerreißversuch) allein maßgebend ist, sondern daß hierbei Normal- und Schubspannungen zusammenwirken, welche sich gegenseitig durch eine die sog. Grenzkreise umhüllende Grenzkurve bedingen. Diese hypothetische Grenzkurve umschließt somit ein Bereich von Spannungszuständen, innerhalb dessen der Zusammenhang des Materials gewahrt bleibt.

Wichtiger als diese für eine praktische Anwendung z. Z. wohl noch nicht reife Hypothese erscheint dem Referenten der Inhalt des

zweiten Abschnittes, „die Elastizitätstheorie der Scheiben und Platten". Hierbei handelt es sich im wesentlichen um zweidimensionale Probleme, welche mit Hilfe der Airyschen Spannungsfunktion sehr übersichtlich durchgeführt werden. Von den näher untersuchten ebenen Problemen ist mir der Fall eines gleichförmig belasteten Stabes auf zwei Stützen (§ 10) dadurch aufgefallen, daß der Verf. ihn zur Prüfung des sog. Geradliniengesetzes für die Normalspannungen im Querschnitt benutzt, wobei die Abweichungen hiervon genau mit den „Abweichungen der Grenzbedingungen an den Stabenden von den dort tatsächlich bestehenden Verhältnissen" übereinstimmen. Hieran wird auch nichts geändert durch Ausschaltung der Endquerschnitte bzw. durch Überlagerung eines anderen Spannungszustandes, so daß mir dieser Spezialfall zur Prüfung des Geradliniengesetzes nicht ganz geeignet erscheint. Dazu kommt, daß die ebenen Probleme von Deformationen normal hierzu naturgemäß absehen müssen, während doch solche durch die sog. Querkontraktion bzw. Querdilatation unvermeidlich sind.

Diese Schwierigkeit besteht nicht mehr für symmetrisch um ihre Achse beanspruchte Rotationskörper, denen ein großer Teil des zweiten Abschnittes gewidmet ist. Dabei gibt der Verf. eine kurze, aber sehr brauchbare Anleitung zur Benutzung der Besselschen Zylinderfunktionen unter Einführung zweier neuer Operationszeichen. Für den viel umstrittenen Fall der rotierenden Scheiben werden die Untersuchungen von Stodola und Grübler herangezogen, während die Platte auf nachgiebiger Unterlage nach Hertz besprochen wird. Die hieran sich methodisch zwanglos anschließenden Wärmespannungen in Rotationskörpern, deren Untersuchung der Verfasser zuerst auch auf die Endflächen ausgedehnt hat, werden erst im vierten Abschnitte behandelt, während der dritte einigen Torsionsproblemen gewidmet ist.

Der fünfte Abschnitt bringt vor allem eine neue Ableitung der Sätze von Maxwell und Castigliano über die Formänderungsarbeit auf Grund des Prinzips der virtuellen Verschiebungen und eines allgemeinen Ausdrucks für das Hookesche Gesetz. Zu dieser entschieden befriedigenderen Darstellung ist der Verf. wohl durch die scharfen Angriffe veranlaßt worden, welche Weingarten vor einigen Jahren gegen die Behandlung des Gegenstandes im dritten Bande gerichtet hat. Hieran knüpfen sich einige interessante Sätze über Eigenspannungen unbelasteter Körper, die im § 47 auf den Fall der Kugel angewendet werden.

Der sechste Abschnitt enthält dann noch die schon aus den früheren Auflagen des dritten Bandes bekannte Theorie der Härte nach Hertz mit Anwendungen auf Walzen und schließlich einige Spezialprobleme, z. B. die Spannungsverteilung in einem durchlochten Stabe nach Kirsch sowie eine kurze Theorie des Erddrucks.

Ich habe aus dem reichen Inhalte dieses Bandes mit Rücksicht auf den Raum nur einiges hervorheben können, hoffe aber, daß dies zur Kennzeichnung des Planes genügt, der dem Verfasser bei der originellen Auswahl des Stoffes vorgeschwebt hat. Ich selbst habe das Buch mit großem Genusse durchgelesen, mannigfache Belehrung daraus geschöpft und zweifele darum nicht, daß dies auch für andere Leser, vor allem reifere Studierende der Technik, zutreffen wird. Auch jungen Mathematikern und Physikern kann das Werk nachdrücklich empfohlen werden; sie finden darin eine nützliche Anleitung zur Durchführung moderner Probleme und haben außerdem Gelegenheit, sich mit den Gedankenreihen der wissenschaftlichen Technik vertraut zu machen.

H. Lorenz.

H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik. Deutsche autorisierte Ausgabe (nach der 3. englischen Auflage) besorgt von J. Friedel. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern auf dem Gebiete der mathematischen Wissenschaften. Band XXVI.) gr. 8. XIV u. 787 S. mit 79 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Geb. M. 20,—

Die deutsche Literatur über Hydrodynamik ist nicht reich, trotz des innigen Zusammenhanges dieses Zweiges der Mechanik mit der bei uns mit großer Vorliebe gepflegten Theorie der partiellen Differentialgleichungen. Es war darum schon ein dankenswertes Unternehmen, daß die erste Auflage des vorliegenden Buches im Jahre 1884 von Reiff in deutscher Bearbeitung mit einigen Zusätzen herausgegeben wurde. Diese enthielt im wesentlichen eine kurze, aber äußerst lichtvolle Darlegung der Grundzüge der Theorie, welche auch in den beiden folgenden Auflagen des Originals ziemlich unverändert geblieben ist, so daß die erste Ausgabe bezw. ihre deutsche Bearbeitung schon wegen ihres geringen Umfangs noch heute eine vorzügliche Einführung in die Hydrodynamik darstellt. Dagegen wurde in den neuen Auflagen die Zahl der Anwendungen auf Spezialprobleme, deren Durchführung vorwiegend den Engländern unter der Führung des Verfassers zu verdanken ist, derart vermehrt, daß das Werk jetzt zu einem umfassenden und für jeden, der sich mit der Hydrodynamik beschäftigt, unentbehrlichen Handbuche angewachsen ist. Dieser Umstand er-

klärt auch das Erscheinen einer völlig neuen deutschen Übersetzung nach der dritten Auflage des Originals von 1906, von dem sie sich inhaltlich nur durch eine Umarbeitung des § 253 über Schiffswellen sowie durch Hinzufügung eines § 301a über das Sommerfeldsche Beugungsproblem unterscheidet. Der Löwenanteil an der Vergrößerung des Umfangs entfällt überhaupt auf die sehr ausführliche, auch die neuesten Untersuchungen enthaltende Theorie der Wellen, welche in den Kapiteln VIII, IX und X allein 240 Seiten umfaßt und im X. Kapitel (Expansionswellen) sich vielfach mit Rayleighs Theorie des Schalls berührt. Auch die Zähigkeit hat im XI. Kapitel eine ausführliche Darstellung gefunden, deren Abschluß eine Skizze der bisherigen Untersuchungen über Turbulenz bildet. Neu ist gegenüber der ersten Auflage das Schlußkapitel über „Rotation flüssiger Massen" mit einer kurzen Wiedergabe des Gedankenganges der allgemeinen Untersuchung Poincarés und seiner Ergebnisse.

Trotz des erheblichen Umfangs des Werkes ist es dem Verf. naturgemäß nicht möglich gewesen, auf alle neueren Einzeluntersuchungen und Probleme ausführlich einzugehen. Er mußte sich daher oft mit Hinweisen begnügen, welche in zahlreichen Fußnoten verstreut ein ziemlich treues Bild der modernen hydrodynamischen Forschung mit dem Übergewichte der englischen Schule auf diesem Gebiete widerspiegeln. Diese gewissenhaften und durchaus objektiv auch auf alle nichtenglischen Arbeiten von Bedeutung sich erstreckenden Literaturnachweise erhöhen den Wert des Lambschen Handbuches ganz ungemein für jeden selbständigen Forscher, während die Grundzüge der wichtigsten Theorien zu Beginn jedes einzelnen Kapitels dem Studierenden, der sich noch nicht in Spezialuntersuchungen vertiefen kann und soll, deutlich genug entgegentreten.

Einer Empfehlung bedarf dieses ausgezeichnete Buch gewiß nicht; die neue deutsche recht flotte Bearbeitung aber ist um so freudiger zu begrüßen, als sie von dem bekannten Verlage gut ausgestattet ist und zu einem mäßigen Preise angeboten wird. H. Lorenz.

Augusto Righi, La Moderna Teoria dei Fenomeni Fisici. (Radioattività, Ioni, Elettroni.) (Attualità Scientifiche No. 3). Terza Edizione, considerevolmente ampliata. Lex.-8. XI u. 290 S. Bologna, Nicola Zanichelli. 1907. Lire 5,—

Das Righische Buch über die modernen Theorien der physikalischen Erscheinungen, welches zum ersten Male im Jahre 1904 erschienen ist, erfreut sich steigender Beliebtheit, wozu nicht wenig die Übersetzungen in andere Sprachen, darunter die vorzügliche deutsche Übersetzung (nach der zweiten Auflage des Originals von B. Dessau besorgt, und bei Johann Ambrosius Barth erschienen), beigetragen haben. In der nunmehr erforderlich gewordenen dritten italienischen Auflage haben alle wichtigeren Arbeiten auf diesem Gebiete, die bis Ende 1906 erschienen sind, gebührende Berücksichtigung gefunden. Vermutlich dürfte dieser dritten Auflage die vierte ebenso schnell folgen, wie die dritte den früheren gefolgt ist.

Max Iklé.

Γεώργιος Ἀθανασιάδης, Ἀσκήσεις ἐκ τῆς φυσικῆς. Μετὰ πολλῶν σχημάτων. Ἐν Ἀθήναις, 1905, *Ἐκδότης Ἰωάννης Δ. Κόλλαρος.* — Lex.-8. 335 S. — Preis 10 Drachmen.

Wenn etwa jemand daran gezweifelt haben sollte, daß hinter dem Berge, und zwar hinter dem Balkan, auch Leute wohnen, die Physik betreiben, und zwar sehr ernstlich betreiben, so wird ihn das vorliegende Buch, sofern er sich ein wenig darin vertiefen will, eines Besseren belehren. Ein solches Buch schreibt man nur, wenn ein Bedürfnis dafür vorhanden ist, und eben das Vorhandensein dieses Bedürfnisses ist eine hocherfreuliche Tatsache. Hocherfreulich an sich ist aber auch das Buch selbst, das als erste Hälfte eines Lehrbuchs der praktischen Physik gedacht ist, dessen zweite Hälfte den Übungen auf elektrischem und magnetischem Gebiete vorbehalten ist. Die Auswahl der Übungen ist durchaus zu billigen. Es finden auch weniger verbreitete Apparate und Methoden Berücksichtigung, wie z. B. das leider kaum bekannte, durch seine Einfachheit verblüffende Planimeter von K. Prytz. (Dessen Erfindungsjahr wird übrigens als 1903 angegeben, während der hübsche Apparat meines Wissens schon aus dem Jahre 1895 stammt, allerdings 1903 eine eingehende theoretische Behandlung erfahren hat.) Die zahlreichen Figuren sind ganz vorzüglich und stellen, wie überhaupt die ganze Ausstattung, dem neugriechischen Buchhandwerk ein glänzendes Zeugnis aus. Max Iklé.

J. Bosscha, Leerboek der Natuurkunde en van hare voornaamste toepassingen. 6. Auflage, 4. Band, 2. Teil, bearbeitet von S. Sissingh. gr. 8. XX u. 768 S. mit 312 Figuren u. 1 Tafel. Leiden, A. W. Sijthoff.

Von dem holländischen „Lehrbuch der Physik und ihrer wichtigsten Anwendungen" von J. Bosscha liegt bereits der zweite Teil des vierten Bandes in sechster Auflage vor,

bearbeitet von R. Sissingh. Eine Anzahl von Fragen der modernen Forschung werden hier wohl zum ersten Male im Rahmen eines Lehrbuches behandelt. Dabei wird doch stets der Grundsatz befolgt, von jeder angeschnittenen Frage ein abgerundetes Bild zu geben, und sie nicht bloß unter Hinweisung auf die Originalliteratur zu streifen. Das Werk, für dessen Ansehen und Verbreitung im Nachbarlande die Auflagenzahl hinlänglich spricht, dürfte freilich für den deutschen Leserkreis vorderhand weniger in Betracht kommen. Conrat.

H. Kyser, Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 9. Heft.) 8. VIII u. 153 S. mit 73 Abbildungen und 10 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 5,50, gebunden M. 6,—

Mit besonderer Rücksichtnahme auf die Projektierung neuer Anlagen sind die elektrischen Apparate, Schaltungen und Berechnungen, die bei Bahnanlagen Verwendung finden, unter Beigabe reichen Erfahrungsmaterials zusammenfassend besprochen. Den neueren Bestrebungen, den Wechselstrom gegenüber dem Gleichstrom als ebenbürtig für den Bahnbetrieb, wenn nicht bevorzugt, zu betrachten, ist gebührende Aufmerksamkeit geschenkt.

R. Rüdenberg.

Tagesereignisse.

Benekesche Preisstiftung. Die philosophische Fakultät der Universität Göttingen schreibt zwei Preise von M. 3400.— und M. 680.— für folgende Preisaufgabe aus:

„Die Schwingungszahlen, die in den Emissionsspektren der Elemente beobachtet werden, zeigen in vielen Fällen gesetzmäßige Verteilung. Sie bilden sogenannte Serien. Es sollen alle darüber vorhandenen Beobachtungen gesammelt und bearbeitet, und die Theorien, die über die Serien aufgestellt worden sind, kritisch erläutert werden. Erwünscht sind zugleich eigene Versuche, um die vorhandenen Beobachtungen zu ergänzen. So ist z. B. zu vermuten, daß in dem Spektrum von Barium dreifache Serien vorkommen, die den dreifachen Serien in den Spektren der verwandten Elemente analog sind."

Bewerbungsschriften sind in einer der modernen Sprachen abzufassen und bis zum 31. August 1910 an die Fakultät einzusenden.

Die Direktion des physikalischen Instituts der Universität Berlin hat den Beschluß gefaßt, dem Deutschen Museum in Nürnberg die 250 Jahre alten Originalapparate von Otto v. Guericke zu überlassen. Die Originalapparate werden demnächst im Saale „Mechanik" Aufstellung finden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. William Gürtler für physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe der bisherige Direktor des Konservatoriums für elektrochemische Industrie Dr. P. Askenasy für technische Elektrochemie.

Verliehen: Dem Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Paul Stäckel der Titel eines Geheimen Hofrates, den Privatdozenten für Chemie an der Universität Berlin Dr. Leopold Spiegel und Dr. Richard Joseph Meyer sowie dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität Straßburg Dr. Paul Epstein der Titel a. o. Professor.

Ernannt: Baron Dr. G. A. Blanc zum Privatdozenten für Experimentalphysik an der Universität Rom, der Privatdozent der Mathematik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Rud. Rothe zum ord. Professor der Mathematik und Mechanik an der Bergakademie zu Clausthal, der Privatdozent an der böhmischen technischen Hochschule Prag Dr. Mathias Norbert Vanecek zum ord. Professor der Mathematik daselbst, der Observator Professor Dr. Georg Lüdeling zum Abteilungsvorsteher, der wissenschaftliche Hilfsarbeiter Dr. Wilhelm Marten zum Observator beim Meteorologischen Institut in Berlin, der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Max Bodenstein zum ord. etatsmäßigen Professor für Elektrochemie an der Technischen Hochschule Hannover, der a. o. Professor für technische Mechanik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig Dr. Wilhelm Schlink zum ord. Professor daselbst.

Gestorben: Die ord. Professoren der Mathematik an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Scheibner und Dr. Adolf Mayer.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1908.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik II: Licht und Wärme, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise: Elektrische Schwingungen, elektromagnetische Lichttheorie, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Seitz, Bernoulli und Nordmeyer), tägl. — **Seitz:** Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2. — **Polis:** Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie II, 1; Meteorologische Technik, mit Übungen, 1. — **Grotrian:** Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch:** Elektrische Bahnen, 3; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi:** Elektromotorische Antriebe in Berg- und Hüttenwerken, 2. — **Junkers:** Wärmetechnik, 2, Übungen, 2; Maschinenlaboratorium I, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4. — **Köchy:** Grundzüge des Lokomotivbaus, 1; Lokomotivbau, Übungen, 2; Eisenbahnbetriebs- und Sicherungsanlagen, 2, Übungen, 2; Eisenbahnwagenbau, 2; Allgemeine Transportanlagen, 4, Übungen, 4. — **Langer:** Maschinenelemente, einschließlich Kinematik, 1, Übungen, 5; Rotierende Kraft- und Arbeitsmaschinen, 3, Übungen, 4; Verbrennungsmaschinen, 3, Übungen, 4. — **Rötscher:** Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Mechanische Technologie, 3; Lasthebemaschinen, 3, Übungen, 4. — **Wallichs:** Arbeitsmaschinen, 4, Übungen, 6; Werkzeugmaschinenbau und Maschinenfabrikation, 3, Übungen, 4. — **Lutz:** Abriß des Maschinenbaus, 4, Übungen, 4. —

Bredt: Organische Experimentalchemie I, 6; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen:** Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Scheen, Hensen und Weise); Elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau:** Chemische Technologie II und IV, 4; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, Übungen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Strutz und Salm). — **Schenck:** Physikalische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **Bornemann:** Allgemeine Hüttenkunde, 2; Chemische Vorgänge bei hohen Temperaturen, 1. — **v. Kapff:** Chemische Technologie der Gespinstfasern: Bleicherei, Färberei usw., 2. —

Blumenthal: Höhere Mathematik III, 3; Elemente der Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1. — **Furtwängler:** Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Kötter:** Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen, 2. — **Reißner:** Mechanik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1. — **Haußmann:** Markscheiden und Feldmessen, 3, Übungen, 1 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgleichungs-

rechnung, 1, Übungen, 2. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Geographische Ortsbestimmung, 2; Eisenbahntrassieren, 2. —

Universität Basel.

E. Hagenbach-Bischoff: Die magnetischen und die elektrischen Einheiten, 1 *g*. — **VonderMühll**: Einleitung in die mathematische Physik 5 (1 *g*), Übungen, 2 *g*; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **A. Hagenbach**: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Veillon), 8, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14-tägig, 2 *g*. — **Veillon**: Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Häberlin**: Probleme der modernen Naturphilosophie, 2. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Chemie der aromatischen Reihe, 3; Chemisches Kränzchen (mit Rupe und Fichter), 1 *g*. — **Rupe**: Methoden der organischen Synthese, 3. — **Fichter**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Müller**: Physikalisch-chemische Grundlagen der Konstitutionsbestimmung, $1^1/_2$. —

Kinkelin: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, 3. — **Riggenbach**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Astronomische Übungen, 2. — **Fueter**: Bestimmte Integrale, 2, Übungen, 1 *g*; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4; Einführung in die Funktionentheorie, 2; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Flatt**: Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung, 2; Zentralprojektion und Linearperspektive, 2. — **Spieß**: Niedere Algebra, 4. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzung, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Geübtere (mit Wehnelt), tägl. — **Planck**: Theoretische Optik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt**: Physikalisches Praktikum für Anfänger II (mit Blasius), 7, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*, für Pharmazeuten, 3. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. — **Warburg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius**: Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$; Übungen im Anschluß an das physikalische Praktikum, 1 *g*. — **Neesen**: Geometrische Optik, 2. — **E. Meyer**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik II: Elastizitätslehre und Hydrodynamik, 4. — **Weinstein**: Naturphilosophie I, 1 *g*; Einleitung in die mathematische Physik, Elektrizität und Magnetismus, Theorie des Lichtes, 3. — **Aschkinaß**: Die Radioaktivität, mit Experimenten, 1. — **Martens**: Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 2. — **Börnstein**: Experimentalphysik II, 3; Physikalische Unterrichtsübungen, 4; Physikalische Arbeiten für Geübtere, tägl.; Das Wetter und seine Vorhersagung, 1 *g*. — **Fock**: Einleitung in die Chemie und Physik, 1; Über die Struktur der Kristalle, 1. — **Gehrcke**: Theorie der Wechselströme, 1. — **Grüneisen**: Ausgewählte Teile aus der Hydrodynamik, 1 *g*. — **Valentiner**: Über das Verhalten der wirklichen Gase, 1 *g*. — **Kiebitz**: Elektrische Meßinstrumente, 1. — **Hahn**: Anorganisch-chemische Fragen im Lichte der radioaktiven Forschung, 1. — **Laue**: Elektronentheorie, 2 *g*. — **Ladenburg**: Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Strahlungslehre, 2. — **Henning**: Absolute Temperaturskala und Temperaturmessung, 1 *g*. — **v. Jhering**: Maschinenkunde, mit Übungen, 4. — **Hellmann**: Theoretische Meteorologie, 2; Meteorologisches Praktikum, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Schmidt**: Theorie der Gezeiten, 2; Das Innere der Erde, 1 *g*; Theorie der erdmagnetischen Instrumente, 1 *g*. — **Leß**: Einführung in die Klimatologie, 1; Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g*. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, mit praktischen Übungen, 1. —

E. Fischer: Praktische Arbeiten im chemischen Universitäts-Laboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Stock, Diels und F. Fischer), tägl. — **Nernst**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Physikochemisches Kolloquium (mit Bodenstein), 1 *g*; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl.; Physikochemische Übungen (mit Behn), 7; Physikochemische Arbeiten (mit Bodenstein), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen Chemie, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker, mit Experimenten und Exkursionen, 4; Übungen im Technologischen Institut, tägl.; Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen, tägl. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Organische Experimentalchemie, 4. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie II: Aromatische Reihe, Farbstoffe, Alkaloide etc., 5; Praktische Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, mit Experimenten, 4; Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, mit Experimenten, $1^1/_2$; Praktische Übungen im Pharmazeutischen Institut, tägl. — **Biedermann**: Die künstlichen Farbstoffe, 2; Chemie und Technologie der Sprengstoffe, 1 *g*. — **Gabriel**: Organische Experimentalchemie, 5. — **Bodenstein**: Physikalische Chemie und chemische Technik, 2. — **Schotten**: Chemie der Ernährung, 2. — **Marckwald**: Stereochemie, 1. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Praktische Übungen in der Maß- und Gasanalyse, 3. — **Traube**: Quantitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Emmerling**: Chemische und mikroskopische Wasseruntersuchung, Wasserversorgung und Abwasserbeseitigung, 1. — **R. J. Meyer**: Chemie der selteneren Elemente, mit Experimenten, 1. — **Buchner**: Überblick der organischen Experimentalchemie, 3; Die Gärungstheorien, mit Experimenten, 1 *g*; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum (mit Meisenheimer), tägl. — **Pschorr**: Chemie der Alkaloide, 1. — **Spiegel**: Praktische chemische Übungen, tägl.; Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Arzneimittel, 1 *g*. — **Neuberg**: Praktischer Kursus der Chemie für Mediziner (mit Salkowski), 6; Chemie des Menschen und der Tiere, 1 *g*. — **Sachs**: Bestimmung der Konstitution organischer Verbindungen, 1. — **Koppel**: Ausgewählte Kapitel aus der Gleichgewichtslehre, 1. — **Diels**: Die wichtigsten Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Stock**: Repetitorium der anorganischen Chemie, spezieller Teil: Besprechung der einzelnen Elemente, 1. — **Meisenheimer**: Anleitung zu chemischen Schulversuchen, 2. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **F. Fischer**: Einführung in die physikalische Chemie, 1; Ergänzungen zum analytischen Praktikum II, 1. — **Byk**: Physikalische Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Großmann**: Kolloquium über chemisch-technische und wirtschaftliche Tagesfragen, 1; Die Grundzüge der chemischen Technik und ihre Bedeutung für das deutsche Wirtschaftsleben, mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Löb**: Elektrochemie I: Anorganischer Teil, 1; Physikalische Biochemie I, 1 *g*; Arbeiten für Fortgeschrittenere im physiologisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Ehrlich**: Ausgewählte Kapitel aus der Biochemie der Pflanzen, 1; Technische Gasanalyse und Kalorimetrie mit praktischen Übungen, 2. — **Köthner**: Atomgewichtsbestimmungen, 1. — **Mannich**: Die chemische Prüfung der Arzneimittel, 1; Unsere Nahrungsmittel und ihr Nährwert (Grundzüge der Ernährungschemie), 1. — **Behn**: Anwendung der Mathematik auf physikalische und chemische Fragen, 1 *g*. —

Schwarz: Über Kurven doppelter Krümmung und krumme Flächen, 4; Variationsrechnung, 4; Über einige Anwendungen der elliptischen Funktionen, für Vorgeschrittenere, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*; Mathematisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Frobenius**: Theorie der Determinanten, 4. — **Schottky**: Elementare Analysis, 4; Theorie der Abelschen Funktionen, 4. — **Knoblauch**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 4; Integralrechnung, 4; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung, 1 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hettner**: Einführung in die Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 2. — **Landau**: Differentialrechnung, 4; Über die Verteilung

der Primzahlen, 4. — **Schur**: Theorie der algebraischen Gleichungen II, 4; Analytische Geometrie, 4. — **Foerster**: Theorie und Kritik der Raummessung, 2; Geschichte der mittelalterlichen Astronomie, 2 *g*; Kosmische Erkenntnis und psychische Probleme, 1 *g*. — **Helmert**: Kartenprojektionen, 1; Kleinste Quadrate II, 1 *g*. — **Struve**: Theorie der Systeme von Jupiter und Saturn, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, *g*. — **Bauschinger**: Mechanik des Himmels, neuere Theorien, 3; Übungen zur Ausgleichungsrechnung, 1 *g*. — **Scheiner**: Spektralanalytische Theorien, 1; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Anwendung astronomischer Instrumente, mit Exkursionen und Demonstrationen, 2; Einführung in die astronomische Geographie und kosmische Physik, 1½. — **Ristenpart**: Über Doppelsterne, 1; Übungen in Messungen an Doppelsternen und Rechnungen ihrer Bahnen, 3 *g*; Gemeinverständliche Himmelskunde, mit Beobachtungen am Fernrohr, 1½. — **Bidlingmaier**: Seemannskunde, Einführung in die praktische Navigation, 2. —

Technische Hochschule Berlin.

Kurlbaum: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4 und 2. — **F. Dolezalek**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4; Physikalische Chemie, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente, Übungen, 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2; Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik II: Gleichgewicht und Bewegung von elastischen festen und flüssigen Körpern, 4; Theoretische Akustik, 2. — **Gleichen**: Einführung in die praktische Optik und Anleitung zur Konstruktion optischer, photographisch-optischer und ophthalmologischer Instrumente, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen II, 2. — **Kaßner**: Die meteorologischen Grundlagen des Hoch- und Städtebaues: Blitzableiter, Windfahnen, Wettersäulen usw., 1. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Funkentelegraphie, 2; Übungen im Elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2; Übungen, 4. — **W. Reichel**: Elektromaschinenbau, 2, Übungen, 8; Übungen im elektrotechnischen Versuchsfeld, 4; Elektrische Kraftanlagen und Bahnen, 2, Übungen, 4. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Einführung in die Elektrotechnik, 4, Übungen, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Beleuchtungstechnik, 2. — **Benischke**: Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen, 2; Die in der Praxis gebräuchlichen Diagramme der Wechselstrommaschinen und -Motoren einschließlich der kommutierenden Einphasenmotoren, 1. — **G. Hilpert**: Berechnung von Wechselstrommotoren, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Straßenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 1. — **v. Koch**: Kollektor-Motoren für Einphasen-Wechselstrom, 2. — **Servus**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Die mathematischen Theorien der Elektrotechnik, 2. — **Zehme**: Wechselstrom-Bahnen, 2; Elektrische Lokomotivbahnen für Kanalschiffahrt, 1. — **Frölich**: Einleitung in die Elektrotechnik für Chemiker, 1. — **Franz**: Tiefbau-Elemente für maschinentechnische Anlagen, 2, Übungen, 4; Bau-Anlagen für kommunale Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und mit technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Josse**: Übungen im Maschinenlaboratorium I, 14 tägig, 5, II, 6, III, 8. — **Kammerer**: Maschinenelemente, Übungen, 8; Hebemaschinen, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, Übungen, 4; Entwerfen von schwierigeren Hebemaschinen und von Maschinen zu Verkehrsanlagen, Übungen, 4. — **Leist**: Technik der Kälteerzeugung, 4; Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Dampfkessel, 2, Übungen, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen, mit Übungen, 4. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen und Festigkeits-Laboratorium, 3; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Obergethmann**: Eisenbahn-Maschinenbau, Fahrzeuge (Übersicht), Betriebs- und Verkehrsanlagen, 2, Übungen, 2; Lokomotiven und Wagen, Bau und Unterhaltung, 1, Übungen, 2; Eisenbahnbetrieb, Oberbau und Signalwesen, 2. — **E. Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Wasserkraftmaschinen, einschließlich Zentrifugalpumpen, Übungen, 4. — **Riedler**: Arbeitsmaschinen, 4; Entwerfen von Arbeitsmaschinen und Verbrennungsmaschinen, 4. — **Schlesinger**: Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 4; Fabrikbetriebe, mit Seminar, 2, Übungen, 4. — **Schuberg**: Mechanische Technologie, 2; Maschinenkunde I, mit Übungen im Maschinenzeichnen: Maschinenelemente, 1, Übungen, 3; Baukonstruktionslehre, mit Übungen, 2, Übungen, 4; Konstruktionsübungen für Chemiker, 1, Übungen, 3. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau, einschließlich Dampfturbinenbau, 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Dynamik, 2; Angewandte Hydraulik, 2. — **Franke**: Instrumenten- und Apparatenbau, 1. — **Heinel**: Die Maschinen zur Gas-Verdichtung und -Verflüssigung, insbesondere die Kälteerzeugungsmaschinen, 2. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie II, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Holde**: Untersuchung der Mineralöle und verwandter Stoffe: Benzin, Petroleum, Schmieröle, Paraffin usw., 2. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Qualitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Angewandte Elektrochemie: Elektrometallurgie, Galvanoplastik und Galvanostegie, quantitative Analyse durch Elektrolyse, 4. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, zyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide usw., 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16. — **Traube**: Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3; Radioaktivität und Elektronentheorie, 1. — **Witt**: Chemische Technologie I, 4; Glas, Keramik, Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Kolloquium über physikalische Chemie, 1; Einführung in die physikalische Chemie, 2; Technische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1. — **Bins**: Veredlung der Textilfasern I, 1. — **Börnstein**: Verbrennung und Heizung, 1. — **Byk**: Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Hauser**: Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 2; Kolloquium über anorganische und analytische Chemie, 2. — **Hinrichsen**: Chemie der Gase, mit besonderer Berücksichtigung technischer Gasreaktionen, 2. — **Junghahn**: Technologie der Proteinstoffe: Albumine, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Kühling**: Maßanalyse, 2; Stöchiometrie, 1. — **Lehmann**: Die Chemie des Lichtes, speziell der Farbenphotographie. — **Simonis**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann**: Ausgewählte Kapitel aus der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Terpene und Kampfer, 1. — **Wolffenstein**: Fabrikation neuerer Arzneimittel, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Mechanik, 4. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Steinitz**: Niedere Analysis und Algebra, 2; Variationsrechnung, 2; Funktionentheorie II, 2. — **Cranz**: Variationsrechnung, 2. — **Fuchs**: Die mathematischen Formeln des Ingenieur-Taschenbuchs „Hütte“, 2 *g*. — **Meyer**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Rothe**: Fouriersche Reihen: Harmonische

Analyse, 2. — **Salkowski**: Darstellende Geometrie. — **Wallenberg**: Repetitorium der höheren Mathematik: Differential- und Integralrechnung, sowie analytische Geometrie I, 2. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4 und 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Planzeichnen, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Wärmelehre (Schluß), 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Elektrische Erscheinungen in Gasen, 1; Elektronentheorie, 3; Thermodynamik, 3; Vektoranalysis, 1. — **Blattner**: Elektrotechnik, 2. —

Friedheim: Spezielle anorganische Chemie, 5; Qualitative und quantitative Analyse: Metalloide, 2; Chemische Technologie der Brennstoffe und landwirtschaftlichen Gewerbe, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse, 3. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor**: Einführung in die Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Repetitorium der karbo- und heterozyklischen Verbindungen, 1. — **Lampe**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Kolloquium über qualitative Analyse, 1. — **Ephraim**: Theoretische Einführung in die Laboratoriumsarbeiten über qualitative Analyse, 1; Die modernen Grundlagen der Chemie, 2; Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, $1^1/_2$. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel I, 2; Praktikum im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Woker**: Fragen der Katalyse, 1; Theorien der Biochemie und Biophysik, 1; Kolloquium über Probleme der Biochemie und Biophysik, 1. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Bestimmte Integrale mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Funktionentheorie, 2; Repetitorium der Mathematik, 3; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott**: Algebraische Analysis I, 2; Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie der Ebene I, 2. — **Huber**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2; Theorie der algebraischen Flächen, 3; Theorie und Anwendung der elliptischen Integrale, 2; Kubatur und Komplanation der Flächen, 1. — **Benteli**: Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie, 3. — **Crelier**: Synthetische Geometrie (Einleitung), 2; Geometrie der Bewegung, 2. — **Moser**: Technische Grundlagen der Krankenversicherung; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 2. — **Bohren**: Ausgleichungsrechnung, 2; Politische Arithmetik, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl., für Anfänger, 8; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Eversheim**: Spektralanalyse, 2. — **Pflüger**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g*; Elektromagnetische Wellen, 1. — **Bucherer**: Ausgewählte Kapitel der mathematischen Physik, 1. —

Anschütz: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Schroeter**: Höhere aromatische und heterozyklische Kohlenstoffverbindungen, 2; Über Teerfarbstoffe, mit Übungen, 2. — **Rimbach**: Theoretische Chemie II: Thermochemie und Elektrochemie, 2; Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie, mit Übungen, 1; Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Übungen in den physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Gasanalytische Übungen, 2 *g*; Übungen in einfachen, chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie II (organisch), 3; Arzneimittelprüfung, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 2 *g*. — **Mannheim**: Chemie der Drogen und Pflanzenstoffe, für Pharmazeuten, 1; Übungen in Wasser- und Harnanalyse, für Pharmazeuten, tägl. *g*. — **Kippenberger**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemische Technologie, organischer Teil (ausschließlich der Farbstoffchemie), mit Exkursionen, 2; Besprechung technisch-chemischer Betriebskontrollen, 1 *g*. — **Laar**: Chemische Grundlagen der Photographie I: Negativ- und Silberpositivverfahren, 2. —

Study: Elliptische Funktionen, 4; Ausgewählte Abschnitte der Elementargeometrie, 1 *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 14 tägig, 2 *g*. — **Kowalewski**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Grundlagen und Geschichte der höheren Analysis, 2; Lektüre und Besprechung ausgewählter Schriften von Leibniz und Newton, 1. — **London**: Darstellende Geometrie mit Zeichenübungen, 4; Ausgewählte Kapitel der analytischen Geometrie, 2. — **Schmidt**: Einführung in die Zahlentheorie, 4. — **Mönnichmeyer**: Geographische Ortsbestimmungen, 2; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Küstner). — **Küstner**: Theorie und Praxis der astronomischen Instrumente, 3; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Zenneck: Physikalisches Praktikum (mit Rau); Theorie des elektromagnetischen Feldes II, 1; Mechanische Wärmetheorie, 3; Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4; Elektromotoren, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Blitzableiter und elektrische Sprengmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Wasmus), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wasmus). — **Brünig**: Elektromechanische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Mosler**: Die Funkentelegraphie, 2; Elektrische Kraftübertragung, 1; Einführung in die Automobiltechnik, 1. — **Franke**: Dampfmaschinenbau, 4, Übungen (mit Göpfert), 8; Pumpmaschinenbau, Gebläse und Kompressorenbau, 4, Übungen (mit Göpfert), 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, Übungen (mit Müller), 4; Maschinenelemente, 4, Übungen (mit Müller), 10; Grundzüge des Maschinenbaues, 2. — **Denecke**: Betriebsmittel für Straßen- und Eisenbahnen, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, 2, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Übungen, 4; Maschinenzeichnen, Übungen, 6; Technisches Zeichnen, Übungen, 4. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Übungen zu theoretischer Maschinenlehre, 3; Arbeiten im mechanischen Laboratorium II (mit Zacharias), Übungen; Festigkeitslehre, 2. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Papierfabrikation, 3; Mühlenwesen, 3; Technologische Übungen, 3. —

R. Meyer: Organische Experimentalchemie, 6; Chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Marx); Chemisches Kolloquium (mit Baur), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Heizstoffe und Kesselspeisewasser, 2. — **Baur**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie I, 4; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Wolters). — **Reinke**: Chemische Technologie II 2, 4; Chemisch-technische Analyse II für Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Betriebsstörungen in der Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Rinckleben), Besprechungen, monatlich, 2 *g*. — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 1; Wasser- und Harnuntersuchung, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger, Frerichs und Emde). — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Trigonometrische Reihen und harmonische Analyse, 2; Vektorentheorie, 2. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Geometrie der Bewegung, 2; Ausgewählte Kapitel aus der elementaren Geometrie, 2. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink**: Technische Mechanik I, 5, Übungen, 2, Repetition, 2, II, 4,



Übungen, 1, Repetition, 1. — **Hohenner**: Geodäsie II, 3, Übungen, 1; Grundzüge der sphärischen Astronomie, direkte astronomische Bestimmung der geographischen Koordinaten und des Azimuts, 2, Übungen, 2; Vermessungsübungen I (mit Reger), 4, II, 8; Planzeichnen (mit Reger), Übungen, 2. — **Reger**: Instrumentenkunde, Übungen, 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schaefer), 3 oder 6, für Pharmazeuten, 3, für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl. — **Pringsheim**: Kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14 tägig, 2 *g*. — **Schaefer**: Theoretische Optik, 4. — **v. d. Borne**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie: Lufttemperatur, Luftdruck, Winde, 2; Physik der Erdfeste, 1; Geophysikalische Übungen und Besprechungen, *g*; Das Klima Deutschlands und der deutschen Kolonien, 1 *g*. — **Riesenfeld**: Photographisches Praktikum, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. —

Ladenburg: Allgemeine Experimentalchemie, 6; Chemisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Übungen: a) für Chemiker (mit Abegg), ganz- und halbtägig, b) für Mediziner (mit Herz), 4, c) für Landwirte, 6. — **Gadamer**: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Kleines chemisches Praktikum, 6; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl. — **Abegg**: Valenztheorie, 1 *g*; Physikalische Chemie III: Verwandtschaftslehre, Phasentheorie, 2, mathematische Ergänzungsstunden; Physikalisch-chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Sackur), 3. — **Ahrens**: Technologie des Holz-, Braunkohlen- und Steinkohlenteers nebst Fabrikation von Zwischenprodukten und Endprodukten (Farbstoffe) aus denselben, 4; Gasanalyse mit Experimenten, 1 *g*; Technologie der Gärungsgewerbe, 2; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Herz**: Physikalisch-chemische Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Anwendungen der physikalischen Chemie auf Probleme der organischen und biologischen Chemie, 2; Stöchiometrie (ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie: Atom- und Molekelgewichtsbestimmungen, die Eigenschaften der Körper in den verschiedenen Aggregatzuständen), 2. — **Sackur**: Ausgewählte Kapitel der technischen Elektrochemie, 1; Einführung in die mathematische Behandlung der Chemie, 2. — **Fischer**: Über Kolloide, 1. — **Feist**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, Untersuchung von Trinkwasser und Harn, 2; Qualitative Analyse, 1 *g*. —

Sturm: Differentialrechnung und Elemente der Integralrechnung, 4; Differentialgeometrie, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Rosanes**: Algebraische Gleichungen, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Kneser**: Variationsrechnung, 4; Allgemeine Potentialtheorie, 2; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Franz**: Sphärische und praktische Astronomie, 4; Interpolation, mechanische Quadratur und Berechnung der speziellen Störungen der Himmelskörper, 2 *g*; Astronomisches Praktikum für Anfänger, 2, für Vorgeschrittene, tägl. —

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum II, 6 und 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl., *g*; Optik, mit Experimenten, 2 *g*. — **Radacovic**: Elektrizität und Magnetismus (Fortsetzung), 5; Seminar für mathematische Physik, 2; Proseminar für mathematische Physik, 2. —

Pomeranz: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 3; Chemische Übungen für Anfänger und Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Thermochemie, 1 *g*. —

Plemelj: Funktionentheorie, 5; Spezielle Probleme der Algebra, 1; Mathematisches Seminar, 2. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 1; Akustik, 1; Photographische Reproduktionsverfahren, 1; Übungen in Photographie und Lichtpausverfahren, 3; Arbeiten im photographischen Laboratorium für Fortgeschrittene, 3. — **Roeßler**: Elektrotechnik I, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I, 4, II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Simons), 2, Übungen, 4. — **Simons**: Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Jahn**: Eisenbahnmaschinenbau, 4, Übungen, 4; Eisenbahnwerkstätten, 2; Dampfkessel, 2, Übungen, 3; Enzyklopädie des Eisenbahnmaschinenwesens, 2. — **Schulze-Pillot**: Maschinenelemente, 4, Übungen 8 und 4; Kraft- und Arbeitsmaschinen mit Kreiselrädern, 2, Übungen, 4; Kraftanlagen und Energieverteilung, 2, Übungen, 4. — **N. N.**: Einführung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Enzyklopädie der Maschinenelemente, 1; Mechanische Technologie, 2; Lasthebemaschinen, 3, Übungen, 3; Werkzeugmaschinen und Fabrikbetriebe, 2, Übungen, 4. — **Wagener**. Wärmemechanik, 2; Maschinenlaboratorium I, 4, II, 4; Kolben-Kraftmaschinen, 4, Übungen, 4; Kolben-Arbeitsmaschinen, 2, Übungen, 2. — **Gramberg**: Mechanische Meßinstrumente und Maschinenuntersuchungen, 2; Heizung und Lüftung, 2. — **Lorenz**: Einführung in die Mechanik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, 2. —

Ruff: Anorganisch-chemische Technologie I, 3, II, 3, III: Technische Elektrochemie, 1; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im anorganisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Praktikum im elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organische Experimentalchemie, 5; Untersuchung von Heizstoffen und Gasanalyse, 3; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **Bose**: Physikalische Chemie II: Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf chemische Vorgänge, Physikalische Grundlagen der Elektrochemie, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4, mit Übungen; Physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4. — **Plato**: Analytische Chemie. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Einführung in die höhere Mathematik, 5. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 3. — **Sommer**: Höhere Mathematik I, 5; Unendliche Reihen, 2 *g*. — **Eggert**: Niedere Geodäsie, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Höhere Geodäsie, 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Geographische Ortsbestimmung, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Galvanismus, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Theoretische Elektrizitätslehre, 2. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Galvanismus, 4, Repetitorium, 1. — **Fritsch**: Einführung in das Physikalische Praktikum, 1 *g*; Photographische Übungen, 2. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II, 3, Übungen (mit Petersen), 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der gesamten Elektrotechnik, 1; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), 6 halbe Tage; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende; Übungen im Hochspannungslaboratorium (mit Petersen), 1. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen, 2, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Petersen**: Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1; Wechselstrom-Kollektor-Motoren, 2. — **Goldschmidt**: Elektromotorische Betriebe, 2. — **v. Roeßler**: Maschinenzeichnen, Übungen, 4; Mechanische Technologie I, 2, II, 2; Papierprüfung, 1; Werkzeugmaschinen: Metallbearbeitung, Übungen, 3, Holzbearbeitung usw., Übungen, 3; Arbeiterschutz, 1; Hüttenmaschinen, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 6, Konstruktionsübungen, 9, Zeichen- und Konstruktionsübungen, 3. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahn-Ma-

schinenbau I, 3, II, 2; Konstruktions-Übungen zu Eisenbahn-Maschinenbau und Gasmotoren, 3; Maschinenbau-Praktikum III, 3. — **Gutermuth**: Dampfkessel, 2; Pumpmaschinen, 4; Gebläse und Kompressoren, 2; Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbaupraktikum I, 3. — **Pfarr**: Regulatoren zu Wasserkraftmaschinen, 1; Konstruktionsübungen zu Wasserkraftmaschinen, 6; Maschinenbaupraktikum V, 3; Hydraulik, 2, Übungen, 1. — **Koehler**: Neuere Hebezeuge mit elektrischem Antrieb, 1; Förderanlagen für Massengüter, 1; Konstruktionsübungen zu Lasthebemaschinen, 6. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1.—

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum (mit Kolb, D'Ans und Zeh), tägl. außer Sonnabend. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Peptide und Purinderivate, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Kolb**: Elemente der Agrikulturchemie, 3; Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Schwalbe**: Organische Experimentalchemie, einschließlich Zellulosechemie und Teerfarbstoffe, 4. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 2, organischer Teil, Repetitorium, 1; Ausmittelung der Gifte, 1; Pharmakognosie, 1, Übung, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Bautechnologie, 1; Metallurgie, 2; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann, Moldenhauer und Brodal), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend. — **Neumann**: Hüttenmännische Probierkunst, 2, mit Übungen; Elektroanalyse, 1. — **Moldenhauer**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Elektrochemie, 1 *g*; Elektrochemische Übungen, 3 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik, 1½; Photochemie, 1. — **Sonne**: Chemische Technologie der Nahrungs- und Genußmittel, 2. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genußmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Graefe: Repetitorium der Elementarmathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 3; Einleitung in die Funktionentheorie, 3. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 3, II, 2, Übungen, 1. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Geometrische Formen und Formen der Kunst, 2; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Geometrie der Lage, 2 auch 3. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Fenner**: Geodäsie, 4; Geodätische Übungen: Meßübungen, 4; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2. — **Gasser**: Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Geodätische Übungen: Meßübungen, 4; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2; Planzeichnen, 4 und 2. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 6; Reine Kinematik, 2. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Toepler) I, 6 oder 3, II für Fortgeschrittene, 9, für größere physikalische Arbeiten, 20. — **Toepler**: Einleitung in die Theorie der elastischen Schwingungen und der Akustik, 2. — **Grübler**: Technische Mechanik II, 6, Übungen, 2; Graphostatische Übungen, 2. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 3; Theorie des Wechselstromes I, 4; Starkstromanlagen I, 2, Übungen (mit Brion), 2; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau I: Elektrotechnische Konstruktionselemente, Normale Dynamos und Motoren, 2, III: Übertragung elektrischer Arbeit auf ortsfeste Anlagen und Fahrzeuge, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4. — **Ulbricht**: Eisenbahnsignalwesen und elektrische Eisenbahneinrichtungen, mit Exkursionen, 3 *g*. — **Brion**: Übungen im Anschluß an das elektrotechnische Praktikum, 2. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre: Kraftmaschinen, 4; Technisches Zeichnen für die Chemische Abteilung, 4; Skizzieren: Modellaufnahme und Perspektive, 4. — **Mollier**: Technische Wärmelehre, 4, Übungen, 1; Kältemaschinen, 2; Übungen im Maschinenlaboratorium, 6; Übungen zur Kinematik, 3; Selbständige Arbeiten im Maschinenlaboratorium, 24. — **Buhle**: Maschinenelemente für Maschinen- und Elektroingenieure, 5; Abriß der Maschinenelemente, 2; Maschinenkonstruieren: Maschinenelemente, 10 und 4, Hebezeuge und Transportmaschinen, 10 bezw. 5; Landtransportmittel (ausgewählte Kapitel), 2; Hebe- und Transportmaschinen, 2. — **Scheit**: Untersuchung von Baumaterialien II, Übungen, 3; Festigkeitslehre, 4; Größere Arbeiten in der Mechanisch-Technischen Versuchsanstalt, 24. — **Lewicki**: Dampfkessel und Überhitzer, 3; Dampfturbinen, 1; Wasserkraftmaschinen, 2; Maschinenkonstruieren, 6; Skizzieren von Maschinenteilen nach dem Gedächtnis, mit Übungen, 1 *g*. — **Nägel**: Dampfmaschinen I, 4; Pumpen und Gebläse, 2; Maschinenkonstruieren, 6. — **Hundhausen**: Maschinenfabrikation, 2; Fabrikanlagen, 2; Übungen im Entwerfen von Bearbeitungsmaschinen, insbesondere Werkzeugmaschinen und Fabrikationsmaschinen, 5. — **Luther**: Photographie, 2. —

v. Meyer: Organisch-technische Chemie, Chemische Technologie der Fette und Öle, insbesondere Fabrikation von Seife, Kerzen, Glyzerin, Sprengstoffe, Gerbstoffe und Gerberei, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie des Steinkohlenteers: Die Rohmaterialien und Zwischenprodukte für die Industrie der organischen Farbstoffe, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe I, 2; Praktikum für Farbenchemie, 12, für Färbereitechnik, halbtägig, für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Förster**: Physikalische Chemie I, zugleich Einführung in die Elektrochemie, 3; Praktikum für Elektrochemie, 12, Größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Hempel**: Experimentalchemie (anorganische), 6; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Allgemeine mechanische Technologie I, 3; Papierfabrikation, 3; Praktikum für die Faserstofftechnik, 20. — **Renk**: Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 1; Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Bucherer**: Praktische Übungen auf dem Gebiete des Patentwesens, 1; Die organischen Heil- und Nährmittel, ihre physiologisch-chemische Grundlage, Synthese und Anwendung, 1. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Mörtel und Zemente, 1; Die chemische Technologie des Glases, 1. — **Lottermoser**: Chemie der Kolloide, 1; Titriermethoden, 1. — **Walther**: Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1; Wichtige Theorien der organischen Chemie, 1. —

Helm: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 1; Doppelbrechung und Interferenz des Lichtes, 2; Versicherungstechnisches Seminar, 1 *g*, Übungen, 2. — **Krause**: Höhere Mathematik III, 3, Übungen (mit Naetsch), 14tägig, 1; Theorie der Differentialgleichungen, 4; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Algebra, 1; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Disteli**: Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 4; Perspektive mit Übungen, 2. — **Heger**: Sphärische Kegelschnitte, 1 *g*. — **Naetsch**: Sphärische Trigonometrie, 2; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Übungen, 1; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 1; Sphärische Astronomie, 2, Übungen, 1; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure (Schriftzeichnen), 2; Planzeichnen II, 2 und 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, Übungen, 2; Triangulierungsübungen, 4; Katastervermessungsübungen, 2; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4, für Architekten, 4; Größere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physi-

kalisches Halb- und Vollpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Übungen in Experimentalvorträgen, 1 *g*. — **Reiger**: Thermodynamik, 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 2 *g*. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch) a) Analytisch-chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, b) Vollpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Mediziner, 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung von Giften, 1; Ausgewählte Kapitel der physiologisch-chemischen Analyse, 1; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Pharmazeutisch-chemisches Halbpraktikum I, 16, II, 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse etc., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel, ganz- und halbtägig, tägl. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse II: Metalloide, 2; Chemische Technologie: Teerfarbstoffe, 2. — **Henrich**: Die wichtigsten Darstellungsmethoden und Synthesen der organischen Chemie, 2; Geschichte der chemischen Theorien seit Lavoisier, 1; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*. — **Gutbier**: Chemisches Seminar, 2; Moderne Theorien der anorganischen Chemie, 1; Übungen in Experimentalvorträgen, 1 *g*. — **Jordis**: Elektrochemisches Praktikum, a) für Anfänger, 3, b) für Fortgeschrittene, 5; Chemisches Seminar, 2. —

Gordan: Integralrechnung, 4; Invarianten, 4; Mathematisch-physikalisches Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Differentialgeometrie, 4; Vorträge und Übungen in synthetischer Geometrie (mit Hilb), *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, Elektrooptik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger), für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Studierende der Naturwissenschaften, 6. — **Königsberger**: Elektrizität und Magnetismus, 3; Neuere physikalische Forschungen, 1; Besprechung theoretischer Untersuchungen, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **G. Meyer**: Grundzüge der physikalischen Chemie mit Demonstrationen, 2; Radioaktivität mit Demonstrationen, 1; Photographie mit Übungen (mit Trautz); Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag. — **Reinganum**: Aufgaben aus der analytischen Mechanik, 3. — **Trautz**: Photochemie mit Experimenten, 2; Physikalische Grundlagen der Photochemie, 1 *g*. — **Ferrars**: Allgemeine Theorie und Praxis der Photographie vom wissenschaftlichen wie künstlerischen Standpunkte, mit praktischen Übungen, 4. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. außer Sonnabend; Übungen im Experimentieren und Vortragen, 2 *g*; Chemisches Kolloquium, 1 Nachm. *g*. — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Technologie mit Exkursionen, 2. — **Edinger**: Einführung in die organischen Arbeitsmethoden, 1 *g*. — **Fromm**: Übungen im Färben von Gespinstfasern, 2; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 2, Repetition 1. — **Meigen**: Chemisches Rechnen, 1; Praktische Übungen in der Gasanalyse, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, mit Berücksichtigung der Spektral- und Mikro-Analyse, 3; Physikalisch-chemische Behandlung der wichtigsten technischen Reaktionen, 1. —

Lüroth: Integralrechnung, $4^1/_2$, Übungen, 2. — **Stickelberger**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1; Zahlentheorie, 3. — **Loewy**: Determinanten, 4; Über die Grundlagen der Geometrie, 2; Mathematisches Seminar, 1. — **Seith**: Praktische Geometrie, 2, Übungen, *g*. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$; Physikalisches Praktikum, 3 und 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Theoretische Elektrizitätslehre, 5; Niedere Geodäsie, 3, Übungen, 1 Nachmittag. — **Schmidt**: Einführung in die mathematische Behandlung der physikalischen Fragen, 1; Radioaktivität, mit Experimenten, 2. —

Naumann: Organische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Physikalische Chemie: Molekül, Atomgewichtszahlen, Gasgesetz, Massenwirkungsgesetz, mit Anwendungen auf technische Chemie und Übungen in Berechnungen, $1^3/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Moeser), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Moeser**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparate I, 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl.; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Landwirte, halbtägig; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$; Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Elektrochemie II: Spezielle Elektrochemie, 2. — **Brand**: Die Grundzüge der Stereochemie, 1; Chemische Technologie, 2. —

Pasch: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Bestimmte Integrale, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Netto**: Elemente der Algebra, 4; Analytische Geometrie des Raumes, 2; Theorie der Differential-Gleichungen, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Graßmann**: Analytische Mechanik I, 4, Übungen, 14tägig, 2; Graphische Statik, mit Übungen, 3. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 3; Ausgewählte Probleme der Optik, 1 *g*; Physikalische Übungen für Mathematiker und Physiker (mit Voigt, Prandtl, Simon, Bestelmeyer, Gerdien, Krüger, Rüdenberg und Busch), 4, für Chemiker und Studierende der Naturwissenschaften (mit Bestelmeyer und Gerdien), 2 oder 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Voigt**: Theorie des Potentials, 4; Einführung in die Elektronentheorie, 2 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Wiechert**: Meteorologie mit besonderer Berücksichtigung der luftelektrischen Erscheinungen, 4, Geophysikalisches Praktikum, *g*; Theorie des Lichtes, 4; Vermessungswesen I: Feldmessung, 4; Wetter und Wettervorhersage, 1 *g*. — **Prandtl**: Theorie der Elastizität und Festigkeit, 3; Einführung in die Maschinentechnik: Technologie, mit Besichtigungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, insbesondere Versuche an Wärmemaschinen (mit Riecke, Voigt und Simon), 2; Mechanikpraktikum für Anfänger, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend. — **Simon**: Elektrische Meßmethoden und Meßinstrumente, 2; Theorie und Technik des elektrischen Lichtbogens, 1 *g*; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Im mathematisch-physikalischen Seminar: Vorträge der Mitglieder über Probleme der angewandten Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl. — **Bestelmeyer**: Kinetische Theorie der Gase, 2; Praktikum der Elektronik und Radioaktivität (mit Gerdien), 4. — **Krüger**: Wärmestrahlung, mit Experimenten, 2; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3. — **Gerdien**: Grundzüge der Spektroskopie, 2. —

Wallach: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Polstorff, Kötz und Borsche), Voll- und Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4 Nachmittage; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. *g*. — **Tammann**: Elektrochemie, 3; Physikalisch-chemische Übungen, für Anfänger (mit Levin) halbtägig, für Vorgeschrittene ganztägig; Kolloquium, 1 *g*. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 4; Gerichtlich-chemische Analyse, 2. — **Fischer**: Allgemeine chemische Technologie; Rohstoffe der Kolonien für die Industrie, 1 *g*. — **Zsigmondy**: Kolloidchemie, 1 *g*, Praktikum, 2; Neuere Forschungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, ganztägig. — **Kötz**: Einführung in die Chemie, 3; Prinzipien und Theorien analytischer und anorganischer Prozesse, 2; Seminaristische Übungen in Chemie, 1 *g*; Exkursionen zur Kenntnis der chemischen Technologie, *g*; Repetitorium der Chemie, 1. — **Coehn**: Photochemie und Spektralanalyse, mit Demonstrationen, 1; Elektrochemisch-technische Übungen, 3. — **v. Braun**: Konstitutionsbestimmung organischer Verbindungen II: Physikalische Methoden, 2; Chemische Tagesfragen: Chemie der Eiweißkörper, 1 *g*. — **Borsche**: Chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 2; Färbereichemische Übungen, 3. — **Levin**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1. —

Klein: Enzyklopädie der Geometrie, 4; Über Fragen der Hydrodynamik und Aerodynamik (mit Prandtl, Runge und Wiechert), 2 *g*. — **Hilbert**: Prinzipien der Mathematik, 4; Vorträge über Prinzipien der Mathematik (mit Minkowski), 2 *g*. — **Schwarzschild**: Allgemeine Astronomie, 3; Populäre Astronomie: Das Sonnensystem, 1 *g*; Astrophysikalisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Minkowski**: Analytische Geometrie, 4; Fouriersche Reihen und bestimmte Integrale, 2. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 6; Graphische Statik, 1 *g*. — **Ambronn**: Theorie und Gebrauch der astronomischen Instrumente, 3; Über Grenzregulierungen und das Vermessungswesen in den Kolonien, 1; Astronomische Übungen, 4—5; Selbständige Beobachtungen und Arbeiten an den Instrumenten der Sternwarte für Vorgeschrittene, tägl. — **Herglotz**: Gleichgewicht und Bewegung gravitierender Flüssigkeitsmassen, 3; Ausgewählte Kapitel der Himmelsmechanik (Fortsetzung), 2 *g*. — **Zermelo**: Mathematische Logik, 2. — **Carathéodory**: Funktionen von reellen Veränderlichen, 2; Geschichtliche Entwicklung der Variationsrechnung, 1 *g*. — **Koebe**: Elementare Differentialgleichungen mit Übungen, 6. — **Toeplitz**: Einführung in die Theorie der Integralrechnung, 3; Mathematische Übungen, 2. — **Bernstein**: Versicherungsrechnung, 2; Übungen im Seminar für Versicherungswissenschaft, 2 *g*; Einleitung in die Geschichte der Mathematik, 2 *g*. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik II, 5; Physikalische Übungen I, 6 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Benndorf), tägl. außer Sonnabend, *g*. — **Waßmuth**: Elektrizität und Magnetismus (Schluß), 3; Die Methoden zur Bestimmung des „Ohm", 1; Die Elemente der Elektronentheorie, 1; Übungen im Seminar für mathematische Physik, 3 *g*. — **Benndorf**: Physikalische Übungen II, 8 *g*; Allgemeine Meteorologie, 3; Übungen im physikalischen Rechnen, 2. — **Streintz**: Thermodynamik und ihre Anwendung auf Probleme der Elektrizität und der Chemie I, 2. —

Scholl: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Schrötter**: Chemie der karbozyklischen (aromatischen) Verbindungen, 3. — **Hemmelmayr**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie organischer Stoffe, 2. — **Kremann**: Angewandte physikalische Chemie II: Anwendung physikochemischer und elektrochemischer Theorien auf technische Probleme, 1; Maßanalyse mit praktischen Übungen im stöchiometrischen Rechnen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. —

Dantscher v. Kollesberg: Analytische und projektivische Geometrie des Raumes, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Daublebsky v. Sterneck**: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 2; Elemente der Funktionentheorie, 3; Mathematisches Seminar, 2. — **Streißler**: Darstellende Geometrie: Orthogonale Projektion II, 3. — **Hillebrand**: Theorie der Meteoriten, 2; Astronomische Chronologie, 3. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übungen, 8. — **Streintz**: Wärmelehre, 3; Der Bleiakkumulator und das Akkumulatorproblem, 1½ *g*. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, IIb, 2½; Allgemeine Maschinenkunde IIa, 2½, IIb, 1½; Maschinenbau IIc, 1½. — **Bendl**: Maschinenbau Ia, 4, Übungen, 8, IIa, 3, Übungen, 9½, IIb, 1½, Übungen, 15. —

Emich: Organische Chemie I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der qualitativen chemischen Analyse, 16; Agrikulturchemie, 2; Chemische Technologie der organischen Stoffe: Technologie der Fette, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der organisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, 20. — **Benj. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1, Seminar, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der chemischen Maßanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe: Glas- und Tonwarenerzeugung, 4; Elektrochemie I, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **v. Hemmelmayr**: Organisch-chemische Analysenmethoden, 1. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik II, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, Übungen, 6, Seminarübungen: Unter- und Oberseminar, 2; Projektive Geometrie I, 2, Übungen, 1, II, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik II, 4, Übungen, 1; Technische Mechanik II, 3. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie II, 4; Sphärische Astronomie, 2; Praktische Meßübungen: Feldübungen; Katasterwesen und Meßgesetze, 3; Situationszeichnen, 4. —

Universität Greifswald.

Mie: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4, Elementar-mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit Stark), 2 *g*. — **Holtz**: Galvanische Elektrizität einschließlich der Induktions-Elektrizität, 1; Physik der Erde und der Gewässer, 1 *g*. — **Stark**: Theorie der Elektrizität, 4; Übungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 2. — **Schreber**: Die thermischen Eigenschaften der Gase und Dämpfe, 1; Übungen im Demonstrieren physikalischer Apparate mit Handfertigkeitsübungen, 1. — **Herweg**: Über Elektronen, mit Experimenten, 1. —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum, für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Strecker), 3¾, Erläuterungen, ½ *g*. — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 3; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth**: Physikalische Chemie, ausschließlich Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 9½; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Posner**: Chemische Technologie I: Anorganische Stoffe, 2; Chemisch-technologische Exkursionen, *g*; Die Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2. — **Strecker**: Spezielle anorganische Chemie II: Metalle, 2; Titrieranalyse, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3. — **Anselmino**: Die geschichtliche Entwicklung der Alkaloidchemie, 1; Die quantitativen Methoden des Arzneibuchs, 1. Sterilisationsverfahren für Apotheker, 1 Tag. —

Thomé: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4; Theorie und Anwendung der Fourierschen Reihe, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Engel**: Differentialgeometrie (Fortsetzung), 4, Seminar, 1½ *g*; Einführung in die Theorie der Transformationsgruppen, 4, Übungen, 1 *g*; Partielle Differentialgleichungen (Fortsetzung), 2 *g*. — **Vahlen**: Algebra (Fortsetzung), 3, Übungen 1 *g*; Wahrscheinlichkeits- und Ausgleichungsrechnung, 3 *g*; Geodätische Exkursionen, *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl.; Elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2 *g*. — **Schmidt**: Theorie der Wärme, 3; Kolloquium über elektrische Präzisionsmessungen, *g*; Über schnelle elektrische Schwingungen, mit Übungen, 2 *g*. — **Berndt**: Einführung in die Vektoranalysis, 1. —

Volhard: Analytische Chemie, 2; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Vorländer und Schulze), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Ausgewählte Kapitel der Chemie, 1 *g*. — **Vorländer**: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5. — **Schulze**: Darstellung und Prüfung der offizinellen Arzneimittel I, 2; Die chemische Untersuchung der Drogen und galenischen Präparate, 1 *g*. — **Baumert**: Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Die wichtigsten Lebensmittel und deren Verfälschungen, 1 *g*. — **Erdmann**:

Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in der Gasanalyse, technischen Analyse und in der Elektrochemie, 4; Technische Chemie der aromatischen Verbindungen, 2 *g*. — **Tubandt**: Repetitorium der Chemie, 3; Entwicklung und gegenwärtiger Stand der Atomtheorie, 1 *g*. —

Cantor: Theorie der analytischen Funktionen, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Analytische Geometrie der Ebene, mit Übungen, 4; Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf die Theorie der Raumkurven und Flächen: Differentialgeometrie, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Potentialtheorie, 1 *g*. — **Gutzmer**: Höhere Algebra, 4; Anwendungen der elliptischen Funktionen, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Buchholz**: Wahrscheinlichkeits- und Ausgleichungsrechnung: Methode der kleinsten Quadrate, mit Anwendung auf Triangulation, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung, 2 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Arbeiten im Laboratorium der Physik, 4. — **Valentiner**: Photographie, mit Übungen, 2; Grundzüge der Spektralanalyse, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium (mit Beckmann, Meyer und Riddervold) I, 8, II, III, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen II (mit Grabe), 3, Übungen, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren (mit Grabe), 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik I, 1; Elektrotechnische Meßkunde I 1, 2, II, 1; Die Ankerwickelungen der Gleichstrommaschinen, 1 *g*. — **Meyer**: Bedeutung, Theorie und Konstruktion der Wechselstrom-Kollektor-Motoren, 1 *g*. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie (mit Walther), 4; Spezielle Technologie I (mit Walther), 3, Übungen, 4. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Engelbrecht, Cramer, Breuer), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Engelbrecht und Cramer), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane (mit Ryssel und Ahlf), 4, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Ahlf), 3, Übungen, 3. — **Frese**: Maschinen-Ingenieur-Laboratorium (mit Aschof, Wilke, Kropp und Havliza) I, 1, Übungen, 8, II, 1, Übungen, 8; Theoretische Maschinenlehre (mit Wilke), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Regula und Fink), 3, Übungen, 4; Grundzüge des Eisenbahnmaschinenbaues (mit Fink), 2; Übungen im Entwerfen von Fabrikanlagen und Eisenbahn-Werkstätten (mit Fink), 3. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre II (mit Keidel), 3; Hebezeuge und Pumpen (mit Regula und Keidel), 2, Übungen, 4; Wasserhaltungs-, Förder- und Gebläsemaschinen, 3; Ausgewählte Kapitel aus Hebezeugen und Pumpen, 1. — **Weber**: Mechanik I (mit Bock), 4, Seminarübung, 1; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik (mit Bock), 3. — **Nachtweh**: Maschinenzeichnen (mit Willkomm, Regula und Wilke), 4; Bautechnologie, 2; Spezielle Technologie II (mit Willkomm), 2; Fabrikationszweige der Faserstoff-Industrie (mit Willkomm), 3; Technologisches Praktikum (mit Willkomm), 3; Landwirtschaftliche Maschinenlehre, 4. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Hochhut und Lambrecht), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Maßanalyse, 2. — **Behrend**: Physikalische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Kießling), tägl. außer Sonnabend. — **Jänecke**: Anorganisches Kolloquium, 1. — **Ost**: Chemische Technologie II, 3; Untersuchungsmethoden, 1; Mineralöle und Fette, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Schliemann), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Schliemann), tägl. außer Sonnabend. — **Laves**: Grundzüge der physiologischen Chemie, 2. —

Kiepert: Höhere Mathematik II, 5, Übungen, 1, Repetition, 1; Theorie und Anwendung der Differentialgleichungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: a) Variationsrechnung, 2, b) Geometrie der Lage, 2. — **Stäckel**: Höhere Mathematik I A, 6, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 1. — **Wieghardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 2; Allgemeine Entwicklungen über das Prinzip der virtuellen Verrückungen und das Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Richter), 3, Übungen, 6, I, 3, Übungen, 6. — **Oertel**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 3; Praktische Geometrie, Planzeichnen (mit Petzold), 4; Geodäsie I (mit Petzold), 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung (mit Petzold), mit Übungen, 2. — **Petzold**: Geodätisches Rechnen, Übungen, 1. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Übungen und wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 35; Physikalisches Kolloquium und Seminar, 1 *g*. — **Pockels**: Physikalische Mechanik, insbesondere der deformierbaren Körper, 3, Übungen, 1 *g*; Geophysik, 1. — **Becker**: Physikalische Meßapparate und Meßmethoden mit Demonstrationen, 2. — **Ebler**: Die radioaktiven Substanzen, mit besonderer Berücksichtigung der Mineralquellen, 1. — **Müller**: Wechselströme und elektrische Schwingungen, 1. —

Curtius: Experimentalchemie: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, halbtägig, 4; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner, 3; Einführung der Mediziner in das praktische Studium der Chemie, 1 *g*. — **Brühl**: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Jannasch**: Titrieranalyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 3; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 4. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie, organische Prozesse, mit Ausflügen, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern. — **Bredig**: Chemische Kinetik und Katalyse, 2; Physikalische Chemie der Zelle und Gewebe, 2; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie, für Anfänger und Vorgeschrittene, $1^1/_2$ *g*; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Anorganische Chemie, 4; Praktisch-chemische Arbeiten und Übungen, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektroanalyse event. mit Übungen, 1; Chemisches Praktikum für Vorgeschrittenere sowie für Anfänger und Nichtchemiker, tägl. außer Sonnabend; Ferienpraktikum: Chemisches Praktikum für Vorgeschrittenere sowie für Anfänger und Nichtchemiker, 6, 5 oder 4 Wochen. — **Stollé**: Qualitative Analyse, 2; Pharmazeutische Chemie I: Anorganischer Teil, 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1. — **Mohr**: Stereochemie, 1. — **Darapsky**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1. — **Franzen**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Chemisch-analytische Besprechungen (mit Ebler), 14tägig, $1^1/_2$ *g*; Chemie der Eiweißkörper und der Aminosäuren, 1; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie. —

Koenigsberger: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der Linien und Flächen, 4; Mathematisches Unter- und Oberseminar, 2. — **Cantor**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Determinanten, 2; Politische Arithmetik, 2. — **Koehler**: Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4. — **Boehm**: Algebra: Theorie der Gleichungen, mit Anwendung auf fundamentale Probleme der Elementarmathematik (Kreisteilung, geometrische Konstruktionen), 4; Übungen zur Theorie der Linien und Flächen, 2. — **Bopp**: Geschichte der Mathematik im XVIII. Jahrhundert, 2. — **Valentiner**: Allgemeine Astronomie, 2. — **Wolf**: Elemente der Meteorologie, 2 *g*. — **Kopff**: Die Kometen, 1. —

Universität Innsbruck.

Tumlirz: Theorie der Wärme, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Czermak**: Praktische

Übungen im Laboratorium für Anfänger, 6, für Vorgeschrittene, tägl. *g.* — **Tollinger**: Über die physikalischen Eigenschaften der Milch und deren Bedeutung für die Praxis, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik I: Über Gleichstrom-Maschinen und Motoren, 2. — **Trabert**: Das Klima der Erde und seine Veränderungen, 2; Meteorologische Instrumentenkunde mit praktischen Übungen, 3. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemische Übungen für Mediziner, 6. — **Hopfgartner**: Pharmazeutische Chemie, 5. — **Zehenter**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, mit Exkursionen, 2. —

Gmeiner: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g.* — **Zindler**: Differentialgleichungen, Integralrechnung und Elemente der Funktionentheorie (Fortsetzung), mit Übungen des mathematischen Seminars, 7. — **Menger**: Darstellende Geometrie (Fortsetzung), 4. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Baedeker): a) für Physiker, 6, b) für Mediziner, 4, c) für Chemiker, 4; Leitung physikalischer Spezialuntersuchungen (mit Straubel und Baedeker), tägl. — **Auerbach**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Physikalische Besprechungen (mit Baedeker), 2 *g.* — **Baedeker**: Theorie der elektrischen Meßapparate mit Übungen, 1. — **Marc**: Photochemie und Photographie, 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Analytisches Praktikum (mit Wolff), ganz- und halbtägig, für Mediziner, 6 und 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe), tägl. — **Wolff**: Maßanalyse, $1^1/_2$; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Immendorff**: Grundzüge der anorganischen und organischen Chemie (Experimentalchemie), 5; Technische Chemie für Landwirte, 1; Großes und kleines chemisches Praktikum für Landwirte; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 14tägig, 2 *g.* — **Vongerichten**: Technische Chemie: Anorganische Industrie, 2; Kursus in technisch-chemischer Analyse, 2; Praktikum mit besonderer Berücksichtigung technisch-chemischer Methoden, tägl.; Wichtige Kapitel aus der chemischen Technologie für Nationalökonomen und Juristen, 1 *g.* — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 3; Pharmazeutisches Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Sterilisierung der Arzneimittel und Verbandstoffe, mit praktischen Übungen; Praktische und theoretische Übungen aus dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, ganz- und halbtägig. — **Rabe**: Einführung in die Elektrochemie, 2; Kolloquium über neuere chemische Arbeiten (mit Fecht), *g.* — **Gänge**: Arzneimittellehre für Studierende der Zahnheilkunde, 2; Praktische Übungen in chemischen Untersuchungen vermittelst optischer Hilfsmittel, Spektralanalyse, Mikroskopie, Polarisation und Refraktion des Lichtes, 2. — **Fecht**: Moderne Theorien der Chemie, 1. —

Thomae: Elementare Funktionentheorie: Algebraische Analysis, 5. — **Haußner**: Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 5; Analytische Geometrie der Ebene, 4, Mathematisches Proseminar, 2 *g*; Variationsrechnung, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g.* — **Frege**: Über algebraische Gebilde der Raumgeometrie, 4. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 3; Elemente der Himmelsmechanik, 2. — **Rau**: Technische Mechanik: Dynamik, 4; Graphische Übungen, 3. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Elektrische Entladungen und Radioaktivität, 1. — **Hausrath**: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 2; Elektrische Messungen für Chemiker, 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 3, II: Synchrone und asynchrone Wechselstrommaschinen, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 9, II, 8; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Anlagen und Leitungen, 2; Übungen im Entwerfen von elektrischen Anlagen, 3; Elektrische Beleuchtung, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Bragstad**: Theorie der Wechselströme, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 1; Anwendung der Elektromotoren oder Wechselstromkommutatormotoren, 2. — **Brauer**: Festigkeitslehre nebst Übungen und Kolloquium, 2, Übungen, 4; Hydraulik, 3; Kinematik: Getriebelehre, 2; Mechanisches Laboratorium, 3. — **Benoit**: Pumpen und Gebläse, 2; Hebemaschinen I: Einfache Hebezeuge, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen und Gebläsen, 6. — **Bonte**: Maschinenelemente, 3; Maschinenkonstruktion: Triebwerke etc., 8 und 4; Lokomotivbau, 3; Hebemaschinen für Ingenieure, 1. — **Graßmann**: Dampfmaschinen und Kessel II, 4; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6; Maschinenanlagen, 2, Übungen, 6. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Werkzeugmaschinen und Einrichtung der Maschinenfabriken, 2, Übungen, 3; Berg- und Hüttentechnik, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, Übungen, 2; Technologische Exkursionen. — **Tolle**: Maschinenzeichnen, Übungen, 4; Technische Mechanik I und II, 4, III, 2; Regulatoren für Kraftmaschinen, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4; Exkursionen, 1 Nachmittag. — **Schultheiß**: Geschichte und Wesen der Witterungsvoraussage, 1. —

Engler: Organische Experimentalchemie, 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1; Theoretische Chemie: Stereochemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I, 2, II, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Arbeiten im chemischen technischen Laboratorium, 5 Tage; Technologische Exkursionen. — **Haber**: Physikalische Chemie II, 2; Elektrochemie II, 1; Demonstrationen technisch-elektrochemischer Prozesse, 3; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **N. N.**: Chemie der Benzolderivate I und II, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Analytische Chemie I, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse, 1, Übungen, 4 und 3; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Kast**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 1; Moderne Spreng- und Treibmittel, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Skita**: Färberei und Druckerei, 2, Übungen, 2. — **Wöhler**: Anorganisch-chemische Tagesfragen, 1; Chemie der Metalle, 2. —

Heun: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 4. — **Kraser**: Höhere Mathematik II, 2; Grundlehren der höheren Mathematik, 4. — **Schur**: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Übungen in Perspektive, 3. — **Wedekind**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Faber**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 3, Übungen, 1; Algebraische Gleichungen, 2; Differentialgleichungen: Beispiele und Anwendungen, 2. — **N. N.**: Projektionslehre, 2, Übungen, 4. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, 6, III, 3; Größere Vermessungsübungen, 2 Wochen. — **Bürgin**: Katastervermessung I, 2, Übungen, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4. —

Universität Kiel.

Weber: Thermodynamik, 4; Physikalische Technologie mit besonderer Berücksichtigung des Eisenbahnwesens, mit Exkursionen, 2; Theorie physikalischer Meßapparate, mit Übungen, 1; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Dieterici), 2 *g.* — **Dieterici**: Experimental-



physik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8 und 4, für Fortgeschrittene, tägl. — **Harries**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, Organische Abteilung, tägl., für Mediziner (mit Feist), 4; Chemische Gesellschaft: Vorträge über neuere Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie (mit Rügheimer, Biltz, Feist, Preuner und Mumm), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Biltz**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie I: Unorganische Betriebe, 2, Exkursionen, *g*. — **Berend**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1 *g*; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 1. — **Stoehr**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Feist**: Stereochemie, 1; Theorie der Explosivstoffe, 1; Einführung in das praktische Studium der Chemie, 1 *g*. — **Preuner**: Wärmetönung chemischer Reaktionen und Einfluß der Temperatur auf dieselben, 2. — **Mumm**: Einige Kapitel aus der neueren anorganischen Chemie, 1. — **Pochhammer**: Analytische Geometrie der Ebene, 3; Theorie der bestimmten Integrale, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Theorie der Bahnbestimmungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Heffter**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Höhere Algebra, 4; Übungen im mathematischen Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **Kobold**: Niedere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen, 2 *g*; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Landsberg**: Funktionentheorie, 4, Kolloquium, 1; Grundlagen der Geometrie, 2. — **Weinnoldt**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, besonders Festigkeitslehre, 2. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Einführung in das Studium der theoretischen Physik, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, 1 *g*; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Leitung großer spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kaufmann**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 3; Selbständige Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Klinger**: Allgemeine und anorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann), tägl. außer Sonnabend; Vorprüfungen bei qualitativer Analyse, 1 *g*. — **Stutzer**: Einführung in die Chemie für Landwirte, 2; Ausgewählte Abschnitte über die Ernährung der Kulturpflanzen, 2; Praktische Übungen in chemischen und in bakteriologischen Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Demonstrationen und Exkursionen, *g*. — **Blochmann**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Gasanalyse, mit Übungen; Über Brennmaterialien und Feuerungsanlagen, 1 *g*. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Toxikologische Chemie, 1; Praktische Übungen im pharmazeutisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Methoden der Arzneimittelprüfung I, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Benrath**: Thermochemie und Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4 *g*; Geographie chemischer Naturprodukte, 1 *g*. — **Meyer**: Zahlentheorie, 4; Analytische Geometrie der Ebene, 3, Übungen, 1 *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Schoenflies**: Funktionentheorie, 4; Theorie der Polyeder, 2; Übungen im mathematischen Seminar für Fortgeschrittene, $1^1/_2$ *g*. — **Battermann**: Geographisch-astronomische Ortsbestimmung, 2, Übungen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte, für Fortgeschrittene, *g*. — **Saalschütz**: Differentialrechnung, 4, Anwendungen auf Geometrie, 1, Übungen, 1 *g*. — **F. Cohn**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3; Ausgewählte Kapitel der sphärischen Astronomie, 1 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl; Physikalisches Praktikum (mit Scholl), 9, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Thermodynamik, 4; Hydrodynamik, 2; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Spezielle Teile der Physik: Akustik und Optik, 2 *g*. — **Marx**: Kosmische Physik, mit Demonstrationen, 2. — **Dahms**: Phasenlehre und thermodynamische Theorie der Lösungen, 2; Neuere Fortschritte der Photographie, mit Demonstrationen, 1. — **Scholl**: Repetitorium der Physik für Mediziner und Pharmazeuten, mit Demonstrationen, 2. — **Fredenhagen**: Elektrische Wellen und drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. —

Beckmann: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deußen, Scheiber und Sieverts), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Anorganische Chemie, 5, Ergänzung, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Analytiker, a) ganztägig, tägl., b) halbtägig, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 6; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie mit Demonstrationen, 3; Grundlagen der analytischen Chemie, zugleich Einführung in die physikalische Chemie, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Drucker und Freundlich), tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Freundlich), 4 oder 8; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Böttger, Drucker und Freundlich), $1^1/_2$ *g*. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie: Die aromatischen Verbindungen, 2. — **Wagner**: Übersicht über die organischen Verbindungen, 1; Technik der Experimentalchemie und Erläuterung von Schulversuchen, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer: Schulversuche und Analyse, tägl.; Didaktische Besprechungen: Allgemeiner Teil, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe und ausgewählte anorganische Betriebe, mit Exkursionen, 2; Praktische Übungen in technischer Gasanalyse, 1; Chemisch-technisches Praktikum für Fortgeschrittenere, tägl. — **Ley**: Konstitutionsbestimmung organischer Verbindungen auf Grund physikalisch-chemischer Methoden, 2; Über Salze und Komplexsalze, 1. — **Böttger**: Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, 1; Einführung in das chemische Praktikum, mit Diskussion, 1 *g*. — **Schall**: Technik der Präparaten-Darstellung, 1. — **Heller**: Einführung in die anorganische Technologie und Chemie, 2. — **Deußen**: Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, mit Exkursionen, 1. — **Drucker**: Flüssige Kristalle, 1. — **Freundlich**: Chemische Kinetik, 1. — **Scheiber**: Ausgewählte Methoden des organischen Arbeitens, 2. — **Sieverts**: Molekulargewichtsbestimmungen, 1; Chemie der Metalle (Repetitorium), 1. —

Neumann: Analytische Mechanik (Fortsetzung), 4. — **Bruns**: Sphärische Astronomie, 4; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Hölder**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Elliptische Modulfunktionen, 3; Mathematisches Seminar: Übungen für Vorgeschrittene, 2 *g*. — **Rohn**: Algebraische Kurven, insbesondere der 3. und 4. Ordnung, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie II, 2, Übungen (mit Liebmann), 2. — **Peter**: Theoretische Astronomie: Kometen- und Planetenbahnen, 2. — **Hausdorff**: Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Liebmann**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Vektorrechnung mit physikalischen Anwendungen, 2. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Feußner), 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Analytische Mechanik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Elektronentheorie, 2; Repetitorium der Experimentalphysik mit elementar-mathematischen Übungen, 1. —

Zincke: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl.; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner, 4. — **Schmidt**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbstän-

dige chemische Arbeiten (mit Rupp). — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Schaum**: Physikalische Chemie, 2, Übungen und Demonstrationen, 1 *g*; Elektrochemisches Praktikum (mit Fries), 3; Spezielle Methoden der wissenschaftlichen Photographie, 1; Über den Wert naturwissenschaftlicher Bildung, 1 *g*. — **Rupp**: Untersuchung von Trinkwasser und Harn, 1; Maßanalyse, 1; Prüfung von Arzneimitteln, 1 *g*. — **Reißert**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Haselhoff**: Praktische Übungen in Nahrungsmittel-Untersuchungen, tägl. — **Fries**: Analytische Chemie, 1; Chemisches Repetitorium für Mediziner, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. —

Hensel: Differentialrechnung, 4; Analytische Geometrie des Raumes, speziell Theorie der Oberflächen 2. Ordnung, 2; Theorie der quadratischen Zahlkörper, 2; Mathematisches Proseminar, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Neumann**: Theorie der Flächen und Kurven im Raume, 4; Potentialtheorie, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Analytische Geometrie der Ebene, besonders Theorie der Kegelschnitte, 4; Angewandte Mathematik: Geodäsie I, mit Übungen, 3; Photogrammetrie, mit Übungen, 2. — **Jung**: Allgemeine Funktionentheorie, 4; Berühmte Probleme der Mathematik, 1. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II, 5; Praktische Übungen im physikalischen Laboratorium, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Sommerfeld**: Wärmeleitung, Diffusion und Elektrizitätsleitung, einschließlich ihrer molekular- und elektronen-theoretischen Beziehungen, 3; Hydrodynamik, für Anfänger, 2, Seminar, 2 *g*. — **Graetz**: Einleitung in die theoretische Physik, 4; Elektromagnetische Lichttheorie, 3. — **Erk**: Meteorologisches Praktikum für Geübtere, *g*. — **Donle**: Einführung in die neuere Elektrizitätslehre, 2. — **Koch**: Interferenz und Beugung mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in der Optik, mit Demonstrationen, 2. —

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann, Piloty und Sand in der unorganischen, mit Dimroth und Dieckmann in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie II, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Organische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektro-chemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten (mit Prandtl), tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren, tägl. außer Sonnabend. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie I: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für physikalisch-chemische und spektralanalytische Methoden (mit Sand), 4. — **Piloty**: Über analytische Chemie II, 3; Elektrolytisches Praktikum, 4—5 wöchentliche Kurse. — **Dimroth**: Teerfarbstoffe und ihre Anwendung, 3. — **Dieckmann**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1 *g*. — **Sand**: Elektrochemie, 2. — **Wieland**: Organische Technologie in ausgewählten Kapiteln, mit Exkursionen, 2. — **Prandtl**: Anorganisch-chemische Technologie II: Metallurgie, 2; Erläuterungen zum anorganisch-chemischen Praktikum, 2. —

Lindemann: Integralrechnung, 5; Theorie der konformen Abbildung und der linearen Differentialgleichungen, 4; Über die Grundbegriffe der Geometrie, 2; Mathematisches Seminar: Auflösung höherer Gleichungen, 1½ *g*. — **v. Seeliger**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 4; Praktisch-astronomische Übungen (mit Großmann). — **Voß**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Analytische Mechanik II, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Pringsheim**: Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der analytischen Funktionen, 4; Elementare Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 3. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 3, Übungen, 2; Neuere (synthetische) Geometrie II, 4; Das Imaginäre in der Geometrie, 1 *g*; — **Brunn**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Hartogs**: Theorie der endlichen diskreten Gruppen und der höheren algebraischen Gleichungen: Galoissche Theorie, 4. — **Perron**: Stereometrie und sphärische Trigonometrie, 2; Variationsrechnung, 2. — **Großmann**: Mathematische Geographie, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektromagnetismus, Elektrodynamik, Induktion, Strahlen elektromagnetischer Energie, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Grundzüge der Physik: Optik, Elektrizität, 3; Thermische Meßmethoden, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Wärmetheorie, 4, Übungen, 1. — **Emden**: Erdmagnetismus, 2; Kristalloptik. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Elektrotechnik für Chemiker, 3, Übungen, 2; Theorie und Konstruktion der Meßinstrumente und Elektrizitätszähler, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, Übungen, 2, Praktikum, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure, 3; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photographie, 4 und 2; Elektrotechnisches Praktikum für Vorgeschrittene, 20 bis 32; Elektrische Zentralanlagen und Arbeitsübertragung, 2, Übungen, 4. — **Kadrnoska**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Ossanna**: Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4; Bahnmotoren mit besonderer Berücksichtigung der Einphasen-Kollektormotoren, 2; Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 4 und 2. — **Krell**: Maschinenzeichnen, 4; Einführung in die Konstruktionslehre der Hebezeuge, 1; Entwerfen von Hebezeugen, 6; Allgemeine Maschinenlehre, 3. — **Schmeer**: Konstruktionslehre der Pumpen, Gebläse und Kompressoren, 2; Entwerfen von Gebläsen und Kompressoren, 4. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile II, 3; Entwerfen von Maschinenteilen II, 8 und 6; Entwerfen von Dampfkesseln, 2. — **Camerer**: Wasserkraftanlagen, 3; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 7; Zentrifugalpumpen, 1. — **Lynen**: Konstruktionslehre der Dampfmaschinen, 6; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 2. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre, 4 und 2; Praktikum für theoretische Maschinenlehre, 2. — **v. Hoyer**: Textilindustrie, 5; Fabrikanlagen, 3; Grundzüge der mechanischen Technologie, 2. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie einschließlich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10—30; Praktikum in der technischen Gasanalyse (mit Hofer), 3; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Eibner**: Pyridin, Chinolin, Isochinolin und Alkaloide, 1; Die Chemie in der Maltechnik unter Berücksichtigung der Physik; Praktikum im Laboratorium der Versuchsanstalt und Auskunftsstelle für Maltechnik. — **Rohde**: Übersicht der Terpene, 1, Übungen (Kolloquien), 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse I, 4; Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie III, 2, IV, 2; Praktikum, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30; Chemisch-technische Übungen, 4; Chemisches Praktikum, 3. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum, 30; Grundzüge der organischen Chemie und Einführung in die Technologie und Warenkunde mit besonderer Berücksichtigung der Gärungsgewerbe, 4. —

N. N.: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2. — **v. Dyck**: Höhere Mathematik IV, 2, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium (mit Finsterwalder und Kutta), 2. — **Finsterwalder**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Photogrammetrie, 2, Übungen, 1. — **Kutta**: Trigonometrie, Übungen, 1; Algebra: Gleichungstheorie, 4, Übungen, 1; Aus-

gleichungsrechnung, 2; Algebraische Analysis, 4. — **Burmester**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4; Kinematik, 3. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4, Praktikum II, 4 oder 8; Katastertechnik, 3, Praktikum IV, 8 und 2; Kartierungsübungen, 4; Hauptvermessungsübungen, 2 Wochen. — **Föppl**: Technische Mechanik I, 4, IV, 3, Übungen, 2; Praktikum im mechanisch-technischen Laboratorium, 2. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Akustik, Wärme, 4, Elementar-mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 3 bis 6, für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Konen), tägl. — **Konen**: Einleitung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1 *g*; Übungen in physikalischen und chemischen Demonstrationsversuchen und in der Anfertigung einfacher Apparate (mit Thiel), 3. —

Salkowski: Organische Chemie, 5; Chemie der Metalle, 2 *g*; Übungen im chemischen Laboratorium und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Kaßner und Thiel), 6. — **König**: Analytische Chemie, Metalloide, 1; Allgemeine Hygiene, 2 *g*; Übungen im Laboratorium der agrikulturchemischen Versuchsstation, tägl. — **Kaßner**: Anorganische Chemie, 4; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Brennstoffe und deren Ausnützung, 1; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Über Gifte und deren Nachweis in Untersuchungsobjekten, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Darstellung chemischer Präparate etc., 25. — **Bömer**: Analyse und Beurteilung der Gebrauchsgegenstände, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 2 *g*. — **Thiel**: Physikalische Chemie I, 3. —

Killing: Mechanik II, 4; Mathematisches Oberseminar, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 4; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **Dehn**: Analytische Geometrie, I, 4; Niedere Geodäsie, Ausgleichungsrechnung und Photogrammetrie, 2; Geodätische Übungen, mit Exkursionen (mit Meinardus und Plaßmann), *g*. — **Plaßmann**: Astronomische Zeit- und Ortsbestimmung, 2; Zeitrechnung und Kalenderkunde, 2; Das Sonnensystem, 2 *g*; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum II, a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Lippich**: Wärmeleitung, 3; Fernrohr und Mikroskop, 2; Übungen der mathematisch-physikalischen Abteilung, 2. — **Spitaler**: Meteorologische Instrumente, Beobachtung und Berechnung, 3, Meteorologisches Praktikum, 1 *g*; Kosmische Spektralanalyse, 1. — **Rothmund**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, Thermochemie und Photochemie, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend *g*. —

Goldschmiedt: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Meyer**: Pharmazeutische Chemie, 5. — — **Kirpal**: Qualitative chemische Analyse, 3; Chemische Technologie des Eisens, 1. —

Pick: Algebraische Gleichungen, 5; Übungen der mathematischen Abteilung, 2. — **Grünwald**: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung, 4; Einleitung in die darstellende Geometrie, 2. — **Weinek**: Einleitung in die Theorie der Instrumente (astronomische Hilfsinstrumente, Sextant und Prismenkreis), 3; Übungen im praktischen Beobachten, 2; Die verschiedenen Methoden zur Ermittlung der Polhöhe (geographische Breite) eines Ortes, 1. — **Oppenheim**: Mathematische (astronomische) Geographie, 3. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Wellentheorie, Akustik, Optik, 5, Praktikum, 3, für Kulturingenieure, 3; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 2, Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik, 2; Elektromechanische Konstruktionen, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, Klimatologisches Praktikum, 1. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Maschinenbau Ia, 2, Konstruktive Übungen, 4, Ib, 2, Konstruktions-Übungen, 7. — **Doerfel**: Maschinenlehre I, Übungen, 10; Maschinenbau IIa, 2, Konstruktionsübungen, 12, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 14tägig, 2. — **Stark**: Materialienlehre, 1; Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Mechanik I, Repetitorium, 1, II, 4, Repetitorium, 1, III, 3; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2. — **Körner**: Maschinenbau IIb, 4, Konstruktionsübungen, 14, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 14tägig, 2; Maschinenbau, ausgewählte Kapitel, 2. —

N. N.: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe (Spezielle Chemie der Elemente II), 5; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 15; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 7, Übungen, 28; Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$, Übungen, $26^1/_2$. — **Gintl**: Analytische Chemie (qualitative), Repetitorium, 2; Praktische Übungen, 24; Analytische Chemie (quantitative), 2, Praktische Übungen, 30; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1; Untersuchung der Milch und Butter und Analyse der Fette, 1. — **N. N.**: Praktische Photographie und Übungen, 2, Übungen, 6; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 1, Übungen, 4. — **Storch**: Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie III: Elektrochemie, 3, Übungen, 4, II: Thermochemie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxydes, 2. —

Carda: Mathematik I, 4, Repetitorium, 3; Elemente der höheren Mathematik, 2, Repetitorium, 1. — **Grünwald**: Mathematik IIa, 5; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **N. N.**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 3, Konstruktive Übungen, 8 und 5, Übungen für Vorgeschrittene, 6; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 3, Übungen, 4. — **Adamczik**: Elemente der niederen Geodäsie, 2; Praktische Geometrie II: Niedere Geodäsie, $4^1/_2$, Übungen, 6; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2; Technisches Zeichnen A, 3. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 4, für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 8, für Geübtere, tägl.; Physikalisches Seminar, 2. —

Michaelis: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium: Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, Kleines Praktikum, 6, Übungen für Mediziner, 4, für Nahrungsmittelchemiker, 5. — **Stoermer**: Aromatische Verbindungen II: Organische Chemie, 4; Maßanalyse, 1; Chemie der Riechstoffe, 1. — **Kümmell**: Elektrochemie, 2; Kleines elektrochemisches Praktikum, 4; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3; Physikochemisches Vollpraktikum (Leitung selbständiger Arbeiten), tägl. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Chemische Untersuchung der Arzneimittel, 1; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse, 1. —

Staude: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Theorie der Kurven und Flächen, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Weber**: Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Die partiellen Differentialgleichungen in der Physik, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Cohn), 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Theorie der Elektrizität, 4. — **Mandelstam**: Die Resonanzerscheinungen und ihre Rolle

in der modernen Physik, 1. — **Hergesell**: Meteorologisches Kolloquium, 2; Meteorologische Übungen, tägl. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie: Organischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Kohlschütter), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g*. — **Rose**: Chemische Technologie der leichten Metalle und ihrer Verbindungen, 3; Die Mineralfarben, 1 *g*. — **Kohlschütter**: Chemie der metallischen Elemente, 3; Praktikum für Gasanalyse, 3; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden. — **Straus**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ausgewählte Arzneistoffe der Indier und Ostasiaten, 2; Die technischen Milchsäfte in pharmakognostisch-chemischer Beziehung, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im pharmazeutischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Kreutz), tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum I (mit Rosenthaler), 3, II, 3. — **Kreutz**: Gerichtliche Chemie. — **Rosenthaler**: Neue Arzneimittel, 2. —

Reye: Geometrie der Lage, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g*. — **Weber**: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Enzyklopädie der Elementarmathematik, 3; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein, Timerding und Epstein), $1^1/_2$ *g*. — **Wellstein**: Einleitung in die Invariantentheorie, 3; Ultraelliptische Funktionen, 2; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **Timerding**: Analytische Geometrie des Raumes, 3, Übungen, 1 *g*; Technische Mechanik, 4. — **Epstein**: Einführung in die Zahlentheorie, 2. — **Simon**: Geschichte der Mathematik im Altertum in Verbindung mit Kulturgeschichte, 2. — **Becker**: Sphärische Astronomie II: Theorie der Instrumente, 3; Astronomisches Kolloquium, 14-tägig, 1 Abend; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte. — **Wirtz**: Über astronomische Aufnahmen und Beobachtungen auf Reisen, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, Induktion, Akustik, Optik, Elektrooptik, 4; Theoretische Physik (ausgewählte Kapitel), 2; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Keefer): Praktikum I für Anfänger, halbtägig, tägl. außer Sonnabend, II für Vorgerücktere, tägl. — **Lang**: Einführung in die elektromagnetische Theorie des Lichts, 2. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnische Konstruktionselemente, 2; Elektrische Maschinen II, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 8; Die elektrischen Bahnen, 2. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium: Übungen II (mit Herrmann, Mattes und Wlach), 4 halbe Tage, III. — **Herrmann**: Die Elektrizitätswerke einschließlich der Leitungen, 2; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Elektrotechnisches Laboratorium: Übungen I für Maschinen- und Elektroingenieure (mit Dietrich, Mattes und Wlach). — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **v. Weyrauch**: Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2; Aërostatik und Aërodynamik, 2; Analytische Theorie der Ingenieurkonstruktionen, 4, Übungen, 4. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 12; Pumpen, 2. — **Maier**: Maschinenelemente (mit Tafel), 3, Übungen, 4; Hebezeuge (mit Tafel), Übungen, 6. — **Thomann**: Wasserkraftmaschinen, 6; Turbinen-Regulatoren, 1, Übungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Hahn), 8; Maschinenkunde, Übungen, 4. — **Bantlin**: Dampfturbinen, 2; Dampfkessel, 3; Maschinenkonstruktionen (mit Falke), 10. — **Baumann**: Elastizitätslehre, 3. — **Enßlin**: Anwendung der Elastizitätslehre auf maschinentechnische Aufgaben, 2—3; Verbrennungsmotoren, Übungen, 1. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt (mit Serr und Sixt), tägl.; Ingenieurlaboratorium (mit Stückle), Übungen; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Magenau**: Verbrennungsmotoren, Konstruktionsübungen, 4. — **Stückle**: Eis- und Kälteerzeugungsmaschinen, 2. — **Widmaier**: Rationelle Arbeitsverfahren und Einrichtungen in Maschinenwerkstätten, 1; Werkzeugmaschinen, 3, Konstruktionsübungen, 4; Übungen zur mechanischen Technologie und Eisenhüttenkunde, 4. — **Johannsen**: Verarbeitung der Faserstoffe, 4. —

v. Hell: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie (mit Kauffmann, Schmidt, Bauer), tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Physikalische Chemie, 2; Technische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und technische Chemie (mit Schellhaaß), tägl. außer Sonnabend. — **Häussermann**: Chemische Technologie der Baumaterialien, 1. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 2; Toxikologie, mit Demonstrationen, 1. — **Kauffmann**: Repetitorium der unorganischen Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Farbenchemie unter besonderem Eingehen auf die Chemie mehrkerniger Benzolderivate, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Philip**: Technische und Handelsanalysen organischer Produkte, 1. — **Rohland**: Anwendungen der physikalischen Chemie auf technische Analysen und Prozesse, 1 *g*; Technologie der Mörtel- und Tonmaterialien, 1 *g*; Chemie der unorganischen Kolloide, 1 *g*. — **Brunner**: Übungen in praktischer Photochemie, 3. —

Reuschle: Analytische Geometrie der Ebene (mit Stübler), 3, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung (mit Stübler) I, 4, Übungen, 2, III, 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Fischer**: Trigonometrische Übungen, 2. — **Stübler**: Mathematische Geographie, mit Übungen, 2. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 2. — **Wölffing**: Funktionentheorie, 3; Variationsrechnung, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler), 4, Übungen, 6; Analytische Mechanik (mit Stübler), 3, Übungen, 1. — **Roth**: Perspektive, 2. — **Hammer**: Praktische Geometrie II, 5, Übungen, 24; Geodätische Exkursion, 14tägig. — **Heer**: Übungen zur praktischen Geometrie II, 5. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Mechanik, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige physikalische Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie des Lichtes, 3, Übungen, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Gans**: Praktische Physik, 1; Theorie der Schwingungen, 1. — **Happel**: Partielle Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 1. —

N. N.: Ausgewählte Kapitel aus der physiologischen Chemie, 2; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Organische Experimentalchemie (Allgemeine Chemie II), 5, Ergänzungen, 1 *g*; Praktische Übungen im Laboratorium: a) Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), b) Pharmazeutisch-Chemisches Praktikum (mit Weinland), c) Präparative Arbeiten und physikalisch-chemische Übungen (mit Wedekind), ganz- und halbtägig, d) Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Bülow, Weinland und Wedekind), ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie II, 3; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technologie, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 2; Quantitative Prüfung der Arzneimittel II: Organischer Teil, 1; Forensische Chemie, 1. — **Wedekind**: Chemie der aromatischen Verbindungen I: Karbozyklische Verbindungen, 2; Einführung in die Elektrochemie und ihre Anwendungen, 2; Die synthetische organische Chemie in ihren Beziehungen zur Biologie und zur Medizin, 1. —

v. Brill: Mechanik, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **v. Stahl**: Niedere Analysis, 3; Allgemeine Funktionentheorie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1; Grundbegriffe der Mathematik, 2. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik II, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **Franz Exner**: Physikalisches Praktikum, 6; Physikalische wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Physikalisches Konversatorium (mit v. Schweidler), 1 *g*. — **Hasenöhrl**: Mechanik der deformierbaren Körper, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Lampa**: Physikalische Übungen für Mediziner, 4. — **Jäger**: Ausgewählte Teile der kinetischen Theorie der Materie, 1. — **Moser**: Experimentalphysik (insbesondere Elektrizität und Optik), 3; Einführung in die mathematische Physik, zugleich als Einleitung in die Differential- und Integralrechnung, 2; Demonstrationen und Übungen an und

mit physikalischen Apparaten, 6. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 6. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik II: Magnetismus, Elektrizität und elektromagnetische Optik, 5. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8. — **Kohl**: Theorie der elektrolytischen Dissoziation (Fortsetzung der Thermodynamik), 2. — **Przibram**: Elektronik der Metalle, 1. — **Ehrenhaft**: Elastizitätstheorie, 2; Übungen im physikalischen Rechnen, 2. — **v. Lerch**: Kapillarität, 1. — **Hann**: Allgemeine Meteorologie II, 2; Die wichtigsten Ergebnisse der erdmagnetischen Messungen, 1. — **Felix Exner**: Neuere Untersuchungen über die Theorie des Erdmagnetismus, 1. —

Skraup: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, 5 t., für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, 5 t. — **Wegscheider**: Chemische Übungen für Anfänger, 5 t.; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie II: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemische Übungen für Anfänger, 5 t.; Arbeiten im chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5 t., Übungen, 5 t. — **Pribram**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Chemie, 2. — **Franke**: Stereochemie, 1; Harnanalyse, 2; Maßanalyse, 2. — **Pollak**: Chemische Technologie: Organische Farbstoffe und ihre Anwendungen II (mit Exkursionen), 2; Repetitorium der analytischen Chemie, 2. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Metallurgie, 2; Repetitorium der theoretischen Chemie, 2. — **M. Kohn**: Chemisches Repetitorium, 2. —

v. Escherich: Mathematische Statistik, 3; Funktionentheorie (Fortsetzung), 5; Proseminar für Mathematik, *g*; Seminar für Mathematik, *g*. — **Mertens**: Algebra (Fortsetzung), 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, *g*; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Wirtinger**: Elemente der Differential- und Integralrechnung II, 5, Übungen, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Liniengeometrie, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik (mit Übungen), 6. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Hahn**: Grundlagen der Geometrie (Fortsetzung), 2; Besprechung neuerer mathematischer Arbeiten (mit v. Schrutka), 2 *g*. — **Hanni**: Komplexe Zahlensysteme, 2. — **v. Schrutka**: Ausgewählte Kapitel der höheren Algebra: Auflösung numerischer Gleichungen und Verwandtes, 3. — **Weiß**: Praktische Astronomie, 4. — **v. Hepperger**: Astrophysik, 3; Über das Problem der drei Körper, 2. — **Schram**: Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 1. — **Herz**: Mechanik des Himmels I: Analytische Mechanik und Potentialtheorie, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5. — **Hasenöhrl**: Physik, 5 bezw. 2, Übungen, 1; Kinetische Gastheorie, 1. — **v. Lerch**: Physik, 3. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Allgemeine Wechselstromtechnik, 2. — **Hochenegg**: Elektrotechnik, praktische Übungen und Untersuchungen, 4; Elektrische Stromverteilung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, $1^1/_2$. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 3, Konstruktive Übungen, 11. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Liznar**: Erdmagnetismus, 2. — **Kick**: Mechanische Technologie I, 5. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre I, 4, II, 3; Konstruktionsübungen zum Bau der Lasthebemaschinen, 12. — **Seidler**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Allgemeine Maschinenkunde, 3 und 2; Ausgewählte Kapitel der Maschinenkunde, 1. — **Englaender**: Maschinenelemente, $4^1/_2$; Dampfkessel, Dampfapparate und Behälter, Konstruktionsübungen, 6. — **Baudiß**: Bau der Wärmekraftmaschinen I, $4^1/_2$. — **Budau**: Konstruktionsübungen zum Bau der Wasserkraftmaschinen und Pumpen, $12^1/_2$; Ausgewählte Kapitel aus dem Maschinenbau, 3; Hydrometrische Übungen zur Hydromechanik, 3. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, $2^1/_2$. — **v. Stockert**: Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Lokomotivführung, 3. —

Suida: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Bamberger**: Übungen im Laboratorium der allgemeinen Experimentalchemie, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie I, $1^1/_2$, II, 2; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Skrabal**: Die Chemie der seltenen Elemente, 2. — **Böck**: Arbeitsmethoden in der organischen Chemie, 2. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Abel**: Elektrolyse, 1; Physiko-chemische Rechnungsübungen, 1. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Strache**: Beleuchtungswesen. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **N. N.**: Mathematik I, 5. — **Czuber**: Mathematik II, 5; Grundlehren der höheren Mathematik, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 3. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktives Zeichnen, 6, Seminar, 2; Schraub-, Dreh- und Schiebflächen in konstruktiver Behandlung, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie II, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Adler**: Theorie der geometrischen Konstruktionen, 2. — **Finger**: Mechanik I, $7^1/_2$; Analytische Mechanik, 2. — **Jung**: Mechanik I, Übungen $7^1/_2$; Hydromechanik, 3; Hydrodynamik, 1. — **N. N.**: Allgemeine Mechanik, 3; Festigkeitslehre und Statik der Hochbauwerke, 3. — **Pollack**: Praktische Übungen zu den Elementen der niederen Geodäsie, 5. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, $7^1/_2$, Übungen, 10, Situationszeichnen, 4; Photogrammetrie, Übungen, 2. — **Tinter**: Sphärische Astronomie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, $3^1/_2$; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. — **Prey**: Die Bestimmung der Abplattung der Erde aus Schweremessungen, 1. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen im physikalischen Institut, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Elektromagnetische Lichttheorie, 4. — **Harms**: Wechselstrom und elektromagnetische Schwingungen mit Demonstrationen, 1, Mathematische Ergänzungen, 1. — **Füchtbauer**: Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 1. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Gürber), 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Maßanalyse, unter Berücksichtigung der durch das deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden, 1. — **Reitzenstein**: Die wirtschaftliche Bedeutung der chemischen Großindustrie, 1 *g*. — **Pauly**: Ausgewählte Kapitel aus der Biochemie, 1. —

Prym: Integralrechnung, 6, Übungen, 2 *g*; Übungen aus der höheren Analysis für Fortgeschrittene, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2 *g*. — **Rost**: Anwendungen der Infinitesimalanalysis auf die Theorie der ebenen Kurven, 4; Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4; Sphärische Astronomie II, mit praktischen Übungen, 2; Einführung in die darstellende Geometrie, 2 *g*; Übungen aus der darstellenden Geometrie für Fortgeschrittene, 2; Ausgewählte Kapitel der höheren Mechanik, 2 *g*. — **v. Weber**: Theorie der Raumkurven und Flächen, 4; Einführung in die Theorie der gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen, 4; Ergänzungen und Übungen zur analytischen Geometrie des Raumes, 2 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $^1/_2$ Tag, für Vorgerücktere, tägl.; Theoretische Optik, 2. — **Adler**: Wesen und Entwicklung der physikalischen Theorien, 1; Hydrodynamik, 2; Physikalisches Seminar: Ausgewählte Kapitel aus Machs Mechanik, 2. —

Greinacher: Kathoden- und Röntgenstrahlen, mit Experimenten, 1. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Anorganische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*; Chemisches Halbpraktikum für Studierende der Naturwissenschaften, halbtägig. — **Abeljans**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1, Übungen, 4 oder 6; Anleitung zu medizinisch-chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 6. — **Pfeiffer**: Aromatische Chemie II, inklusive Farbstoffe, 3; Chemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre, 2. — **Grün**: Fettreihe III: Chemie der Fette, Kohlehydrate und Eiweißstoffe, 2. —

Burkhardt: Algebraische Analysis, 4; Trigonometrische Reihen, 4; Mathematisches Seminar: Übungen zur Integralrechnung, 14tägig, 2, Übungen für Vorgerücktere und Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 14tägig, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie II, mit Übungen, 3; Kartenprojektionen, 2. — **Gubler**: Politische Arithmetik: Anleihens- und Versicherungsrechnung, 2; Hauptsätze der Differential- und Integralrechnung, 2; Die versicherungstechnischen Grundlagen der Invaliden- und Altersversicherung, 1; Bestimmte Integrale längs komplexen Wegen, 1. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen in astronomischen Beobachtungen, 9; Einleitung in die Astrophysik, 2. — **de Quervain**: Klimatypen, 1; Meteorologisches Kolloquium: Besprechungen neuerer Literatur, 14tägig, 2 *g*. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 2; Einführung in die Theorie des Wechselstroms, 2; Theorie der Wärme- und Elektrizitätsleitung, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24; Elektrotechnisches Laboratorium, 8, 16. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Experimentalvorlesungen über die Radioaktivität, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Wechselstromtechnik in graphischer Behandlung II, 1; Stereoskopie und ihre Anwendung in der Vermessungskunde, 1 *g*. — **Schild**: Über die Methoden der Gewinnung und die praktische Verwertung flüssiger Gase, 1; Elektrische Leitungen I, 1. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen I, 2; Elektrische Bahnen, 2. — **Tobler**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik (Fortsetzung), 1 *g*. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau II, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren, 12; Gasmotoren (Fortsetzung), 1; Übungen in der kalorischen Abteilung, 1/2 Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen I, 3; Besondere Kapitel aus dem Dynamobau, 3. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen I, 2, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen und Demonstrationen im Laboratorium, 3; Fabrikanlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung, 1/2 Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie I: Metallurgie, 4, Repetitorium, 1, III: Werkzeugmaschinen (Fortsetzung), Spinnerei, 3, Repetitorium, 1. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre I: Praktische Hydraulik, Meßmethoden des Maschinenwesens, 4, Übungen, 2, III: Lokomotiven, 3, Übungen, 2. — **Herzog**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 2. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Skizzierübungen, 2; Maschinenbau: Transmissionen und Hebezeuge, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren und Demonstrationen, 9. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 4; Feuerungsanlagen, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Schauffelberger**: Maschinenlehre II, 2, Übungen und Repetitorium, 2. — **Berl**: Theorie technischer Prozesse I, 2 *g*; Explosivstoffe, 1. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Die Photographie in Farben, 1; Photogrammetrie, 1; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie II, 2; Chemisch-technische Analyse mit Übungen, 4; Probierkunde mit Übungen, 2; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum, 2 bez. 4. — **Boßhard**: Anorganische chemische Technologie, 3, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Baumaterialien, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Angewandte Thermochemie, 2 *g*. — **Grandmougin**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Nahrungsgewerbe, 2; Beleuchtungsindustrie, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Grete**: Agrikulturchemische Untersuchungsmethoden, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Toxikologie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Mikroskopierübungen II: Nahrungsmittel und Gewürze, 4; Warenkunde, 2; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl. — **Kaufler**: Organische Elektrochemie, 1 *g*; Beziehungen zwischen Konstitution und physikalischen Eigenschaften, 1 *g*. — **Lorenz**: Physikalische Chemie I, 2; Technische Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches Praktikum und elektrochemisches Laboratorium, tägl. — **Schmidlin**: Spezielle anorganische Chemie: Seltene Erden und radioaktive Elemente, 1; Theoretische Chemie der Farbstoffe, 1. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikulturchemisches Praktikum für Vorgerücktere, 24. — **Willstätter**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1, II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Physiologische Chemie, 2; Anleitung zu den Arbeiten im agrikulturchemischen Laboratorium, 1. —

Großmann: Darstellende Geometrie, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Nichteuklidische Geometrie, 4; Mathematisches Seminar (mit Hurwitz), 2. — **Beyel**: Axonometrie und Perspektive, 2. — **Dumas**: Graphische Rechnung und Integrale, 2. — **Franel**: Integralrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Geiser**: Infinitesimalgeometrie, 4; Geometrische Theorie der Invarianten, 2. — **Hirsch**: Integralrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Partielle Differentialgleichungen, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Hurwitz**: Funktionentheorie, 4, Übungen, 1. — **J. Keller**: Repetitorium der darstellenden Geometrie, 2. — **Kraft**: Analytische Mechanik, 3; Geometrischer Kalkül, 2; Feuerungen und Heizanlagen, 2. — **Lacombe**: Darstellende Geometrie, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage, 2. — **Rosenmund**: Vermessungskunde I, mit Repetitorium, 4, Übungen, 3, III, mit Repetitorium, 3, Übungen, 1 Tag; Größere Vermessungsübung, 2 Wochen. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. | 1. Mai 1908. Redaktionsschluß für No. 10 am 4. Mai 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
J. Elster u. H. Geitel, Über das Vorkommen von Radium *D, E, F* im gewöhnlichen Blei. S. 289.
G. A. Blanc, Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des Thoriums andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium. S. 294.
A. Gockel, Über den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver Emanation. S. 304.
J. Danne, Über die von den Herren Sarasin und Tommasina erhaltenen Kurven der induzierten Radioaktivität. S 306.
M. Wien, Über Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 308.
L. Mandelstam, Zur Theorie der Dispersion. S. 308.
H. Kauffmann, Elektronentheorie und Valenzlehre. S. 311.
F. Pockels, Bemerkungen zur Theorie der durch äußere Einwirkung erzeugten Doppelbrechung. S. 314.
L. Schames, Über Wechselstrompermeabilität. S. 317.
P. Rohland, Über das Gesetz von Dulong-Petit. S. 318.
Besprechungen:
B. Hell, Ernst Machs Philosophie. S. 319.
A. Stöhr, Philosophie der unbelebten Materie. S. 319.
S. P. Thompson, Die dynamoelektrischen Maschinen. S. 320.
Berichtigung. S. 320.
Personalien. S. 320.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Vorkommen von Radium *D, E, F* im gewöhnlichen Blei.

Von J. Elster u. H. Geitel.

In einer kurzen Mitteilung[1]) in der Sektion für Physik der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Dresden hat einer von uns über Versuche berichtet, aus denen die von vornherein schon vermutete Identität der früher von uns aus Blei und Bleisalzen abgeschiedenen radioaktiven Substanz mit *Ra F* (Polonium) hervorgeht.

Im folgenden teilen wir die Beobachtungen ausführlicher mit, die zu diesem Schlusse geführt haben, sie beziehen sich teils auf das chemische, teils auf das physikalische Verhalten jenes Produktes.

1. Das chemische Verhalten der Bleiaktivität.

Zunächst ist zu bemerken, daß das Verfahren zur Gewinnung des aktiven Stoffes seit dem letzten eingehenderen Berichte in dieser Zeitschrift[2]) nicht unwesentlich verbessert ist. Wie früher wurden große Mengen (1—2 Kilo) von Blei oder Bleisalzen in der Weise chemisch behandelt, als ob es gälte, einen etwaigen Wismutgehalt daraus zu isolieren. Sehr bequem ist diese Methode bei dem käuflichen Bleiazetat oder Chlorid. Das erstere wird nach Auflösung in Wasser (unter Zusatz von Essigsäure, um Ausscheidung von basischem Salz zu verhindern) mit Schwefelsäure bis zur Ausfällung des Bleis versetzt. Die durch Dekantieren und Auswaschen des Niederschlags erhaltene Flüssigkeit, die wesentlich Essigsäure und geringe Mengen von Bleisulfat neben etwas freier Schwefelsäure enthält, ergibt beim Einleiten von Schwefelwasserstoff einen schwarzen Niederschlag von Sulfiden. Früher haben wir diesen selbst nach dem Auswaschen und Trocknen direkt zu den Untersuchungen auf Radioaktivität verwandt, da in ihm die wirksame Substanz vereinigt ist. Man kann aber die Wirkung noch bedeutend verstärken, d. h. das aktive Prinzip auf geringere Stoffmengen konzentrieren, indem man die erhaltenen Sulfide von der Hauptmasse des Bleis befreit. Zu dem Zwecke verwandelt man sie durch rauchende Salpetersäure in ein Gemisch von Nitraten und Sulfaten, filtriert von dem unlöslichen Rückstande und dampft die erhaltene, meist durch Kupfer blau gefärbte Lösung unter Zusatz von Salzsäure zur Trockne ein.[1]) Der, wenn sogen. chemisch reines Bleiazetat das Ausgangsmaterial bildete, sehr geringfügige Rest von Chloriden wird mit einigen Kubikzentimetern Wasser übergossen und die Lösung mit der einen Fläche einer blanken Kupferplatte in einer flachen Schale in Berührung gebracht. Nach etwa 24 stündiger Einwirkung ist die Aktivität aus der Flüssigkeit fast vollständig auf die Kupferplatte übergegangen. Nach dem Abwaschen und Trocknen kann diese direkt in die

1) Vgl. J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **8**, 776, 1907.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **8**, 273, 1907.

1) Dieser erste Teil der Aufarbeitung ist, wie schon früher bemerkt, auf unsere Bitte in den absolut radiumfreien Räumen des chemischen Laboratoriums der Zuckerfabrik Wendessen bei Wolfenbüttel von Herrn Dr. H. Bruncke ausgeführt.

Ionisierungskammer des früher beschriebenen Meßapparates[1]) eingeführt werden.

Bei dem Bleichlorid des Handels ist das Verfahren fast noch einfacher. Man zieht einige Kilo davon mit heißer konzentrierter Salzsäure aus, läßt die Flüssigkeit erkalten, so daß das gelöste Bleichlorid zum größten Teil in glänzenden Flittern auskristallisiert und verdampft die von den Kristallen getrennte Säure, indem man eine unnötige Erhöhung der Temperatur des geringen Rückstandes vermeidet. Nach dem Übergießen mit wenig Wasser erhält man aus diesem wiederum eine Lösung, die sich zum Aktivieren von Kupferplatten eignet.

Am kräftigsten wirksam erwiesen sich die vermittels der Restprodukte des Bleiazetats behandelten Platten, sie hatten eine Oberfläche von 7×8 cm^2. Die Ionisierung der Luft in dem Apparat stieg nach ihrem Einbringen auf fast das 200fache der normalen an.

Legte man eine zweite Platte unmittelbar nach erfolgter Aktivierung der ersten in dieselbe Flüssigkeit ein, so zeigte diese nach gleicher Einwirkungsdauer nur Spuren von Wirksamkeit, das Präparat war anscheinend erschöpft. Aber nach Verlauf mehrerer Wochen konnte — bei den aus dem Azetat gewonnenen Produkten — wieder eine deutliche Aktivität erzielt werden. Die aus dem Chlorid hergestellten Lösungen zeigten von dieser Regenerierung nur eine Andeutung. Es mußte also im ersten Falle auch die Muttersubstanz des auf dem Kupfer sich abscheidenden aktiven Stoffes in gewisser Menge mit in die Chloride übergegangen sein, das Verhalten war dasselbe wie das einer Lösung, die neben *Ra F* auch *D* mit enthielt.

Man sieht, wie die chemischen Eigenschaften der aus dem Blei ausgezogenen aktiven Substanz gerade diejenigen sind, die erwartet werden müssen, wenn in dem Blei normalerweise Spuren von *Ra D* und folglich auch *E* und *F* vorkommen.

Nun ist es klar, daß die Menge dieser aktiven Substanz für gleiche Massen von Blei beträchtlich von dem Alter der untersuchten Probe und jedenfalls auch von ihrer Herkunft abhängen muß. Denn, wie wir schon in einer der früheren Arbeiten bemerkten[2]), wird selbst wenn man für die Halbierungskonstante des *Ra D* die wahrscheinlich zu große[3]) Zahl von 40 Jahren annimmt, in 100—120 Jahre altem Blei nur eine kaum merkliche Aktivität zu erwarten sein. Wir verdanken der Freundlichkeit des Herrn Professors E. Gerland in Clausthal ein mehrere Kilo schweres Stück über 100 Jahre alten Harzer Bleis. Einen Teil davon ließen wir zu einer Platte auswalzen, deren Ionisierungsvermögen wir mit einer gleich großen aus gewöhnlichem käuflichen Blei verglichen, ein anderer wurde in Salpetersäure gelöst und wie oben angegeben auf *Ra F* verarbeitet. In beiden Fällen war mittels unseres Apparates eine Aktivität nicht nachweisbar. Die Beweiskraft des Versuchs wäre vollkommen gewesen, wenn sich hätte feststellen lassen, daß dasselbe Blei kurz nach seiner Gewinnung aus dem Erz, also vor mehr als 100 Jahren, Aktivität gehabt hätte. Da dies nicht anging, untersuchten wir ein Stück ganz frischen Harzer Materials, das uns von der Direktion der kgl. Silberhütte zu Lautenthal im Harz als frisch aus dem Ofen gekommen in freundlichster Weise überlassen war.[1]) Aus diesem ließ sich ein unzweifelhaft aktiver Niederschlag auf Kupfer herstellen, allerdings blieb die Wirkung weit hinter derjenigen der aus dem Bleiazetat des Handels gewonnenen Präparate zurück. Sie betrug nur etwa $^1/_{150}$ davon. Es scheint daher das Harzer Blei an sich schon einen ausnahmsweise geringen Gehalt an Radiumabkömmlingen aufzuweisen (wenn man nicht annehmen will, daß in dem frischen Materiale das radioaktive Gleichgewicht zwischen *Ra D* und *F* noch nicht erreicht war). Da im Harze Uranerze nicht vorkommen, so liegt in dieser Erfahrung nichts Überraschendes, denn nur aus solchen oder anderen *Ra*-führenden Begleitern der Bleierze oder den bei der Verhüttung angewandten Zuschlagmassen kann das *Ra D* in das Blei gelangen. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhange, daß wir auch an dem Harzer Bleiglanz, dem wesentlichen Bleierz, weder ein abnormes Ionisierungsvermögen gegenüber der Luft nachweisen konnten, noch auch imstande waren, irgendwelche unzweifelhaft aktiven Stoffe auf chemischem Wege daraus zu isolieren. Allerdings darf nicht verschwiegen werden, daß das chemische Verfahren bei dem Bleiglanz wegen der Gegenwart so vieler begleitender Metalle nicht so glatt verläuft wie bei den nahezu reinen Bleisalzen des Handels.

Zusammenfassend können wir demnach sagen, daß die chemischen Eigenschaften der Bleiaktivität durchaus mit der Annahme übereinstimmen, daß das Blei schon von seiner Herkunft her einen größeren oder geringeren Gehalt an *Ra D* mit sich führt. Demnach ist auch *Ra E* und *F* stets darin enthalten; bei frisch bereiteten oder nicht über 2 Jahre altem Blei braucht die relative Menge dieser Produkte noch nicht dem radioaktiven Gleichgewicht zu

1) l. c. 276.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **7**, 843, 1906.
3) Vgl. St. Meyer u. E. von Schweidler, Wien. Ber. **115**, Abt. IIa, 709, 1906 und Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik **3**, 391, 1906.

1) Für dieses Entgegenkommen sprechen wir auch hier unseren verbindlichen Dank aus.



entsprechen. *Ra F* ist es aber besonders, das durch das chemische Verfahren isoliert und auf den Kupferplatten niedergeschlagen wird.

Von dem eigentlichen Radioblei, wie es aus dem Uranerz gewonnen wird, unterscheidet sich das gewöhnliche Blei demnach nur durch einen viel geringeren und stark wechselnden Gehalt an *Ra D*, *E* und *F*. Merkwürdig ist jedenfalls das vorzügliche Lösungsvermögen des Bleis für *Ra D*, das es anscheinend aus äußerst geringen Konzentrationen aufzunehmen vermag.

In völliger Übereinstimmung mit unsern Ergebnissen ist Herr Mc. Lennan durch vergleichende Messungen des Strahlungsvermögens verschiedener Bleisorten kürzlich zu dem Schlusse gekommen, daß eine spezifische Aktivität dem Blei als Element überhaupt nicht zukommt, sondern daß eine fremde Beimengung die abnorme Ionisierung der Luft bewirkt, die man gewöhnlich in Bleigefäßen beobachtet.[1])

Der chemische Befund wird nun durch die physikalischen Merkmale der aus dem Blei abgeschiedenen aktiven Substanz durchaus bestätigt.

2. Die Halbierungskonstante.

Bekanntlich hat *Ra F* eine Halbierungskonstante von 143 Tagen. In unserer zweiten Mitteilung hatten wir mit Vorbehalt für die Bleipräparate eine Halbierungskonstante von 100 Tagen angegeben. Der Vorbehalt gründete sich auf die wenig befriedigende Übereinstimmung der Einzelmessungen, aus denen das Resultat abgeleitet war. Wir haben deshalb, z. T. unter Benutzung der inzwischen hergestellten wirksamern Präparate, diese Bestimmungen wiederholt und zwar an drei verschiedenen Exemplaren. Das erste enthielt dasselbe Material, daß zu jener ersten Bestimmung der Halbierungskonstante gedient hatte. Durch einen unglücklichen Zufall war davon im Anfang März 1907 ein Teil durch Verstäuben verloren gegangen (es handelte sich um einen auf einem Filter gesammelten Sulfidniederschlag, der am 14. Oktober 1906 hergestellt war). Mit dem verbliebenen Reste wurde am 16. März 1907 eine vorher gummierte kreisförmige Pappscheibe überzogen. Wir bezeichnen dies Präparat im folgenden mit I, es wurde zwischen den einzelnen Messungen vor Staub und Erschütterungen geschützt in einer Schachtel aufbewahrt. Ein zweites, ebenfalls aus Sulfidniederschlägen bestehendes, war vom 10.—22. August 1907 dargestellt und wurde auf dem Stück Filtrierpapier, auf dem es gesammelt war, ausgewaschen und getrocknet und dann dauernd in einen nur für diesen Zweck eingerichteten Ionisierungsraum mit besonderem aufgesetzten Elektroskope gebracht. In diesem verblieb es ohne Änderung seiner Lage während der ganzen Beobachtungsdauer, das Elektroskop konnte jedesmal von außen geladen werden, ohne daß eine Lufterneuerung in dem Ionisierungsraume eintrat. (Präp. II.)

[1]) Mc. Lennan, Phil. Mag. 12, 760, 1907.

Schließlich war am 7. September 1907 eine Kupferplatte in der oben angegebenen Weise mit einem aktiven Überzuge versehen, das so erhaltene Präparat III war von allen das bei weitem kräftigste. Zur Bestimmung der Aktivität von I und III diente der schon erwähnte in unserer zweiten Mitteilung beschriebene Apparat, aus dem das Drahtnetz *D* entfernt wurde.

Es ergaben sich nun die folgenden Resultate:

Präparat I.
(Hergestellt am 14. Oktober 1906.)

Datum:	16. März 1907	29. Aug. 1907	5. Sept. 1907	28. Dez. 1907	8. März 1908
Aktivität beob.:	29,3	13,2	9,1	7,6	4,9
Aktivität ber.:		13,1	9,4	7,3	5,2

Präparat II.
(Hergestellt vom 10.—22. August 1907.)

Datum:	28. Aug. 1907	8. Oktbr. 1907	30. Dezbr. 1907	21. Febr. 1908
Aktivität beob.:	36,7	29,4	19,0	13,8
Aktivität ber.:		30,1	20,1	15,6

Präparat III.
(Hergestellt am 7. September 1907.)

Datum:	7. Septbr. 1907	30. Oktbr. 1907	30. Dezbr. 1907	8. März 1908
Aktivität beob.:	543,2	397,4	295,5	210,1
Aktivität ber. (a):		420,1	312,6	223,7
Aktivität ber. (b):			296,1	211,6

Die unter beob. aufgeführten Zahlen bezeichnen die am Elektroskope gemessenen Voltabnahmen auf die Stunde berechnet und von der „natürlichen" Ionisierung der Luft im Apparat befreit. Die als ber. angegebenen wurden aus der Formel $J = J_0\, e^{-\alpha t}$ bestimmt unter Zugrundelegung des Wertes $\alpha = \frac{\lg 2}{143 \lg e}$ und unter Zählung der Zeit t nach Tagen als Einheit. J_0 bedeutet im allgemeinen die ersten der beobachteten Aktivitäten, von dem zugehörigen Datum an ist die Zeit t gezählt. Nur bei Präparat III ist eine Parallelrechnung beigefügt, in der nicht der unmittelbar nach Herstellung des Präparats beobachtete Betrag der Aktivität (543,2), sondern erst der folgende (397,4) als Anfangswert für die beiden letzten Messungen betrachtet wurde.

Man erkennt, daß in den Reihen I und II, bei denen eine gewisse Zeit (im ersten Falle von fast einem halben Jahr, im zweiten von 6 Tagen) zwischen der Herstellung des Präpa-

rats und der ersten Beobachtung verflossen war, die aus dem Anfangswerte berechneten Zahlen sich den beobachteten recht gut anschließen.

Bei dem weit wirksameren Präparat III liegen die Abweichungen, wenn man wiederum als J_0 die erste, in diesem Falle sofort nach der Herstellung gemessene Aktivität in die Rechnung einführt, obgleich sie prozentual nicht größer sind, wie in Reihe I und II, doch jenseits der Fehlergrenzen der Meßmethode. Legt man dagegen die zweite Beobachtung (397,4) als Anfangswert zugrunde, so ergeben sich die beiden letzten fast genau entsprechend der Halbierungskonstante von 143 Tagen. Dies Verhalten wird sofort verständlich durch die Annahme, daß neben *Ra F* sich auch eine geringe Menge des schnell abklingenden *Ra E* mit auf dem Kupfer niedergeschlagen hatte, wodurch die Abklingung der Aktivität in der ersten Zeit größer als für reines *Ra F* ausfallen mußte.

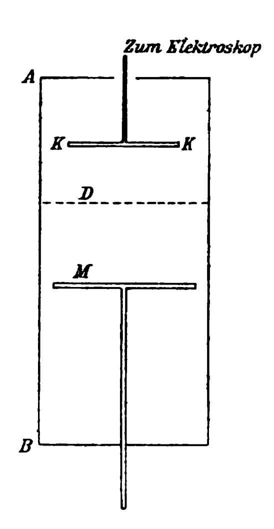
Hiernach darf wohl als erwiesen gelten, daß die aus Blei abgeschiedenen aktiven Massen eine Halbierungskonstante zeigen, die von der des *Ra F* nicht zu unterscheiden ist.

3. Der Ionisierungsbereich der α-Strahlen.

In den früheren Mitteilungen war in Übereinstimmung mit dem Befunde anderer Beobachter schon die Angabe gemacht, daß beim Blei wahrscheinlich eine fast reine α-Strahlung vorliegt. Ein direkter Beweis für diese Behauptung durch die magnetische Ablenkung dürfte bei der Natur der Präparate, in denen eine schwache Aktivität über eine große Fläche ausgebreitet ist, nicht leicht zu erbringen sein. Jedenfalls hat man es mit einer leicht absorbierbaren Strahlung zu tun. Ein Kartonblatt, auf eines der aktivierten Kupferbleche gelegt, hebt die Wirkung völlig auf. Schichtet man, um zu einer vergleichbaren Bestimmung zu gelangen, feinste Aluminiumfolie Blatt für Blatt auf ein solches Blech, so bleibt die Wirkung noch eben merklich bei einer Gesamtdicke des durchstrahlten Metalls von etwa 0,012 cm. Geht man über diese hinaus, so ist es wegen der etwas schwankenden Natur der spontanen Ionisierung der Luft nicht mehr möglich, mit Sicherheit eine Wirkung zu konstatieren.

Wir haben nun zur Ergänzung unserer früheren Messungen uns bemüht, die Reichweite der Strahlung in Luft, so genau es anging, zu bestimmen. Wir erinnern kurz an die damals benutzte Methode.

Der zylindrische Ionisierungsraum *AB* ist durch ein zu seiner Achse senkrechtes Drahtnetz *D* in zwei Kammern geteilt. Die obere enthält in unveränderlichem Abstande vom



Drahtnetz die Platte *K*, die mit dem Elektroskop in Verbindung steht, die untere eine zum Drahtnetz parallele Scheibe *M*, die in beliebigen, genau meßbaren Entfernungen von dem letzteren eingestellt werden kann. Auf ihr wird die zu prüfende Substanz in einer dünnen, möglichst gleichförmigen Schicht auf einer Papierunterlage ausgebreitet, eine aktivierte Kupferplatte dagegen wird ohne weiteres auf die Scheibe gelegt. Die Platte *K* und das Elektroskop werden zu einer Spannung aufgeladen, die hinreicht, in der oberen Kammer Sättigungsstrom zu sichern, alle übrigen Teile des Apparates sind zur Erde abgeleitet. Steht die mit der aktiven Substanz belegte Scheibe *M* dem Drahtnetz bis auf 1 cm nahe, so beobachtet man einen sehr deutlichen Spannungsabfall am Elektroskop in der Zeiteinheit, der um so geringer wird, je weiter man durch Senken von *M* die Substanz von dem Drahtnetz entfernt. Wir haben seinerzeit mehrere Messungsreihen dieser Art mitgeteilt, aus denen hervorging, daß nach Überschreitung eines Abstandes von 4 cm zwischen Scheibe und Drahtnetz der Spannungsabfall am Elektroskop von der Entfernung unabhängig wurde. Er blieb dabei auch für den größten erreichbaren Abstand immer noch um einen allerdings sehr kleinen Betrag höher als derjenige, den man in gleicher Zeit bei Abwesenheit des Präparats beobachtete. Wir führten diese Erscheinung auf die Diffusion von Ionen aus der unteren Kammer in die obere zurück, nahmen also an, daß sie mit einem Eindringen von Strahlen in die letztere nichts mehr zu tun habe und schlossen aus den Versuchen, daß von dem Präparat eine Strahlung vom Ionisierungsbereich von 4 cm ausgehe. Daß in der Tat die Diffusion von Ionen in der angenommenen Weise stattfindet, haben wir inzwischen nachgewiesen, indem wir unterhalb des Drahtnetzes *D* in einer Entfernung von 2 mm ein zweites isoliertes parallel zum ersten

einfügten, und durch Anlegen einer konstanten Potentialdifferenz von 20—30 Volt zwischen beiden ein elektrisches Feld herstellten. Hierdurch wird erreicht, daß die aus der untern Kammer nach oben diffundierenden Ionen in jenem Felde abgefangen werden, von einem bestimmten Abstande des Präparates von diesem Drahtnetzkondensator an hört jetzt die Ionisierung in der oberen Kammer — abgesehen von dem nicht zu beseitigenden spontanen Verlust — ganz auf.

An Stelle der so beseitigten Störung tritt aber eine andere auf, die in der sogenannten „Käfigwirkung" ihren Grund hat. Der Abstand, in dem jene Ionisierung erlischt, ist jetzt abhängig von der Feldrichtung zwischen den Drahtnetzplatten. Die zwischen diesen Platten erzeugten, wie die einwandernden Ionen werden in dem elektrischen Felde getrennt und dringen zu einem geringen Bruchteil durch die Maschen der Netze hindurch. Ist das Feld zwischen den Netzen dem in der oberen Kammer gleichgerichtet, so wird die Ladung der Platte K schneller neutralisiert als bei entgegengesetzter Feldrichtung.[1])

Es ist daher auch bei dieser Methode nur eine Einschließung des Ionisierungsbereiches der Strahlen in gewisse Grenzen möglich. Wir fanden so, daß bei gleichgerichteten Feldern die Entstehung von Ionen in der oberen Kammer noch bei 4 cm Abstand, bei entgegengesetzten dagegen erst bei 3 cm merklich war.

Aber auch nach Beseitigung dieses Fehlers würde der Methode eine Unsicherheit anhaften, sie liegt in der starken Ungleichförmigkeit der Ionisierung begründet, die in dem Luftraum zwischen zwei Platten durch eine auf der einen ausgebreitete α-strahlende Substanz bewirkt wird. In unmittelbarer Nähe der letzteren ist die Ionisierung in der Volumeinheit der Luft am stärksten und kommt in weiteren Abständen dem Wert Null schon sehr nahe, bevor noch der Ionisierungsbereich der Strahlen erreicht ist. Dies Verhalten erklärt sich leicht einmal aus der allseitigen Strahlung, die von jedem Punkte der aktiven Masse ausgeht, andererseits aus der Begrenztheit des Ionisierungsbereichs, der für solche Strahlen, die aus wachsenden Tiefen der Substanz kommen, immer kürzer wird. So kommt es, daß die Strahlendichtigkeit an der Oberfläche ein Maximum hat und äußerst schnell mit zunehmender Entfernung kleiner wird.

1) Um die ohnehin schwachen Wirkungen nicht noch mehr zu verringern, mußten wir davon absehen, noch ein drittes, geerdetes Drahtnetz unterhalb des zweiten geladenen anzubringen. Es wäre dies eigentlich notwendig gewesen, um den unteren Teil des zylindrischen Raumes frei von elektrischen Kräften zu halten.

Von Herrn N. R. Campbell[1]) ist rechnungsmäßig für verschiedene Ionisierungsbereiche von 6—10 cm die Ionisierung der Luft zwischen zwei Platten bestimmt worden, deren eine mit aktiver (α-strahlender) Masse belegt und deren Abstand variabel ist. Wenden wir diese Rechnungen auf unsern Fall an und setzen wir außerdem voraus, daß das Drahtnetz D selbst keine Absorption von Strahlen bewirkt, so würde beispielsweise die Ionisierung innerhalb der oberen Kammer bei einem Ionisierungsbereich der Strahlen von 6 cm und einem Abstande der Platte M vom Drahtnetz gleich 5 cm noch nicht ein Prozent, bei 4 cm Abstand noch nicht drei Prozent des Betrages der Gesamtionisierung ausmachen. Herr Campbell hatte die große Freundlichkeit, uns auf diese Rechnungen brieflich hinzuweisen; man erkennt, daß in der Tat die Bestimmung des Ionisierungsbereichs nach dieser Methode bei schwachen Präparaten sehr unsicher wird. Selbst bei den stärkstwirkenden Kupferblechen liegt ein Prozent der Gesamtionisierung noch unterhalb des durch die normale Leitfähigkeit der Luft bedingten Betrages.

Dieselbe mangelhafte Schärfe in der Bestimmung des Ionisierungsbereiches würde auch hervortreten, wenn man als absorbierendes Mittel nicht Luft, sondern Metallblätter verwendete. Die oben angegebene Schichtdicke von 0,012 cm Aluminium als Reichweite der Strahlen in jenem Metall (etwa 2 cm Luft entsprechend) ist demnach auch als zu klein anzusehen.

Wir haben nun, um zu etwas genaueren Werten zu gelangen, nach der schon von Bragg und Kleeman benutzten Methode durch ein System von Kupferröhren, die zur strahlenden Fläche senkrecht stehen, die seitlichen Strahlen von vornherein ausgeschlossen. Die Röhrensysteme waren aus dünnem Kupferwellblech durch spiraliges Aufwickeln hergestellt, sie bildeten flache Scheiben, die man am einfachsten mit leeren, beiderseits offenen Honigwaben vergleichen kann. Wir benutzten zwei solcher Scheiben, bei der einen betrug die Dicke, d. h. die Länge der Röhren, 2,5 cm, bei der andern 1 cm.

Legte man die erstere auf die aktive Schicht, die auf der Platte M ausgebreitet war, während das Drahtnetz D entfernt wurde, so war bei allen Präparaten mit Ausnahme der aktivierten Kupferbleche überhaupt keine Ionisierung mehr bemerkbar, die die normale überstieg, ein fernerer Beleg dafür, wie gering die zur Oberfläche normal gerichtete Strahlung im Vergleich zu dem Gesamtbetrage ist. Bei den Kupferblechen dagegen blieb eine eben noch meßbare Wirkung übrig, selbst wenn die beiden

1) N. R. Campbell, Phil. Mag. 11, 216, 1906.

Waben aufeinander gesetzt wurden, die Röhrenlänge also 3,5 cm betrug. Entfernten wir nun die Waben durch zwischengelegte Holzstückchen um 1 cm voneinander, so daß die gesamte von den Strahlen durchlaufene Strecke auf 4,5 cm stieg, so konnten wir auch bei der längsten Beobachtungsdauer keine Wirkung mehr wahrnehmen. Bei jeder Messung wurde eine Kontrollbeobachtung in der Weise eingeschaltet, daß die aktive Kupferplatte entweder entfernt oder mit einer inaktiven bedeckt war. So ergab sich jedesmal der Betrag der natürlichen Ionisierung und zugleich wurde der Einfluß der Kapazitätsänderungen unschädlich gemacht, die bei weggenommenem Drahtnetz D mit dem Einführen der Kupferwaben in den Apparat verbunden waren.

Auch diese Versuche haben demnach keinen Anhaltspunkt dafür ergeben, daß der Strahlung der Bleipräparate ein den Betrag von 4 cm übersteigender Ionisierungsbereich zugeschrieben werden darf, vielmehr spricht die Wahrscheinlichkeit dafür, daß er etwas weniger als 4 cm beträgt und mit dem des $Ra\,F$ zusammenfällt.

Stellt man dies Ergebnis mit dem chemischen Verhalten der Bleiaktivität und mit ihrem zeitlichen Abfall zusammen, so wird man dem Schlusse nicht ausweichen können, daß die aus gewöhnlichem Blei abgeschiedenen aktiven Präparate, und daher auch das Ausgangsmaterial selbst, ihr Strahlungsvermögen den langlebigen Produkten der Radiumreihe, insbesondere dem $Ra\,F$ verdanken.

Wenn somit keine Veranlassung mehr vorliegt, dem Blei eine spezifische Radioaktivität zuzuschreiben, so entfällt damit eines der wesentlichen Argumente für die Annahme einer allgemeinen Radioaktivität der Materie. Es bleibt von sicher konstatierten Tatsachen nur noch die durchdringende schwache Strahlung übrig, die vom Kalium und Rubidium in allen ihren Verbindungen ausgeht, deren Entdeckung man Herrn N. R. Campbell verdankt. Man könnte daran denken, daß auch hier ein radioaktiver Begleiter im Spiele ist, der in seinem chemischen Verhalten jenen beiden nahe verwandten Alkalimetallen in analoger Weise nahesteht, wie das $Ra\,D$ dem Blei, doch sprechen gewisse Seiten der experimentell nicht leicht zu behandelnden Erscheinung mehr gegen als für eine solche Annahme.

Mit dem Ausdruck des Dankes bemerken wir, daß die Kosten dieser Untersuchung wiederum aus Mitteln bestritten sind, die uns die Jagor-Stiftung in Berlin gewährt hat.

Wolfenbüttel im März 1908.

(Eingegangen 18. März 1908.)

Über das Mengenverhältnis der zu Rom in der Atmosphäre seitens der festen Umwandlungsprodukte des Radiums einerseits und des Thoriums andrerseits erzeugten Ionen und über die daselbst im Erdreich enthaltene Menge Thorium.

Von G. A. Blanc.

I. Elster und Geitel[1]) haben bekanntlich gezeigt, daß ein Körper, der eine Zeitlang mit negativer Ladung der freien Luft ausgesetzt gewesen ist, ähnliche Erscheinungen induzierter Aktivität aufweist, wie man sie an solchen Körpern beobachtet, welche bei Gegenwart der Emanation eines radioaktiven Stoffes aufbewahrt gewesen sind.

Später haben dann Rutherford und Allan[2]) zu Montreal in Canada das Abklingungsgesetz dieser Aktivität bestimmt. Dabei haben sie denn gefunden, daß der Entaktivierungsvorgang annäherungsweise nach einem Exponentialgesetz verlief, und zwar sank die Aktivität in ungefähr 45 Minuten auf die Hälfte. Nach diesen Forschern erwies sich dieses Entaktivierungsgesetz als unabhängig nicht nur von der Natur des Metalls, aus dem der Draht besteht, sondern — innerhalb gewisser Grenzen — auch von dem Werte des negativen Potentials, zu welchem der Draht aufgeladen worden ist, sowie auch von der Dauer der Aktivierung. Rutherford und Allan führten die von ihnen beobachteten Erscheinungen, welche dann späterhin durch weitere Versuche von Allan allein ihre Bestätigung erhalten haben, auf die Anwesenheit von Radiumemanation in der Atmosphäre zurück.

Sella[3]) hat andrerseits die induzierte Aktivität untersucht, welche sich auf einer Metallplatte zeigt, die zu Rom der elektrischen Ausströmung in freier Luft ausgesetzt gewesen ist. Dabei konnte er dann beobachten, daß diese induzierte Aktivität merklich wuchs, wenn die Dauer der Ausströmung um einige Stunden verlängert wurde. Diese Beobachtung stimmt nun, wie wir alsbald sehen werden, schlecht mit der Hypothese überein, nach welcher die Anwesenheit von Radiumemanation in der Atmosphäre die einzige Ursache der beobachteten Erscheinungen sein soll.

Später fand Bumstead[4]) an einem Draht, der zu New Haven, Connecticut, in freier Luft aktiviert worden war, daß in einigen Fällen auf die schnelle Abnahme der induzierten Aktivität, die nach dem Radiumtypus verlief, eine Periode folgte, während welcher diese Aktivität nur sehr langsam nach einem Gesetz sank,

1) Diese Zeitschr. 2, 590, 1901.
2) Phil. Mag., Dez. 1902.
3) Lincei. Rend. 11, 1902.
4) Sill. Journ., Juli 1904.

welches dem bei der induzierten Thoriumaktivität beobachteten analog ist. Bumstead beobachtete ferner, daß bei zwölfstündiger Aktivierungsdauer die induzierte Aktivität vom Thoriumtypus sich bis auf 15 v. H. der gesamten anfänglichen Aktivität belaufen konnte.

Bald danach stellte Dadourian[1]) am gleichen Orte fest, daß die dem Boden entnommene Luft zu teilweise ähnlichen Erscheinungen induzierter Aktivität Anlaß gab, wie sie von den Thoriumsalzen hervorgerufen werden.

Schließlich hat Burbank[2]), zunächst in Göttingen und dann später in Washington, eine Erscheinung festzustellen vermocht, die der von Bumstead beobachteten analog ist, und Gockel[3]) hat dann kürzlich nachgewiesen, daß man bei langer Expositionsdauer eines Drahtes an freier Luft auf dem Brienzer Rothorn (2300 m) neben der Aktivierung vom Radiumtypus eine Aktivierung vom Thoriumtypus erhält.

Andrerseits hat Eve die Frage nach der Ionisierung der Atmosphäre eingehend untersucht und gelangt zu dem Schluß, daß die beobachteten Erscheinungen, wenn nicht ausschließlich, so doch mindestens zum größten Teil, auf die Gegenwart von Emanation des Radiums und seiner weiteren Umwandlungsprodukte zurückzuführen sind. Bei dieser Gelegenheit sei daran erinnert, daß Rutherford in der zweiten Auflage seines Buches „Radioactivity" die Ansicht zum Ausdruck gebracht hat, daß die induzierte Aktivität vom Thoriumtypus, die man in der Atmosphäre beobachten kann, überaus klein sein muß, weil nämlich die Thoriumemanation, im Gegensatz zu der des Radiums, zu schnell zerfällt, als daß die Mengen von ihr, die aus dem Boden entbunden werden können, fähig wären, wahrnehmbare Erscheinungen induzierter Aktivität hervorzubringen.[4])

Bei dem großen Interesse, welches diese Fragen für sich in Anspruch nehmen, schien es mir nicht uninteressant, unter möglichst günstigen Verhältnissen Versuche zu dem Zweck anzustellen, um zu entscheiden, ob sich, wenigstens sofern Rom in Frage kommt, auf Körpern, die der freien Luft ausgesetzt gewesen sind, eine induzierte Aktivität vom Thoriumtypus zeigt, und um gegebenenfalls zu bestimmen, in welchem Verhältnis sie sich gegenüber der induzierten Aktivität vom Radiumtypus zeigt. Daraus ließe sich dann vielleicht das Mengenverhältnis ableiten, in welchem die Umwandlungsprodukte des Thoriums und die des Radiums in der Atmosphäre vorhanden sind.

1) Sill. Journ., Jan. 1905.
2) Diese Zeitschr. 6, 436, 1905. — Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, 1906.
3) Diese Zeitschr. 8, 701, 1907.
4) Radioactivity, 2. Aufl., S. 523.

Schon bei den ersten Versuchen, die während des Winters 1905—1906 ausgeführt wurden, konnte ich mich davon überzeugen, daß die Antwort auf die erste dieser Fragen in bejahendem Sinne gegeben werden mußte. Ich teilte damals einige der von mir erhaltenen Ergebnisse auf dem Kongreß der Società Italiana di Fisica mit, der im April 1906 zu Rom abgehalten wurde.

In der jetzt vorliegenden Mitteilung will ich über die Versuche berichten, welche ich in der Absicht unternommen habe, zu bestimmen, welchen Anteil an der Erzeugung der Ionen in der Atmosphäre die Umwandlungsprodukte der Thoriumfamilie im Verhältnis zu denen der Radiumfamilie haben.[1])

II. Die Intensität der induzierten Aktivität, die sich auf einem Körper zeigt, welcher der Emanation des Radiums und des Thoriums ausgesetzt gewesen ist, wächst bekanntlich mit wachsender Expositionsdauer, und zwar so lange, bis sie nach einer gewissen Zeit einen Wert erreicht, den man praktisch als einen Höchstwert ansehen kann. Diese Erscheinung läßt sich bekanntlich leicht erklären, wenn man bedenkt, daß sich in jedem Augenblick auf dem mit der Emanation in Berührung befindlichen Körper neues radioaktives Material absetzt, welches allmählich aus der Emanation selbst hervorgebracht wird, und daß der stationäre Zustand, oder, wie man gewöhnlich sagt, der Zustand des radioaktiven Gleichgewichts, gerade dann eintritt, wenn die Aktivitätsabnahme des bereits abgeschiedenen Materials in jedem Augenblick merklich durch die Abscheidung neuen aktiven Materials ausgeglichen wird.

Bezeichnen wir mit α die Anzahl der zur Zeit t auf dem zu aktivierenden Körper vorhandenen Atome radioaktiven Materials, mit x die Anzahl solcher Atome, die sich in der Zeiteinheit an ihm niederschlägt, mit λ die für das betreffende aktive Material charakteristische Zerfallskonstante, so können wir schreiben:

$$\frac{d\alpha}{dt} = x - \lambda\alpha, \qquad (1)$$

und daraus erhalten wir:

$$\alpha = \frac{x}{\lambda}\,(1 - e^{-\lambda t}),$$

wenn wir die Zeiten von dem Augenblick aus zählen, in welchem die Abscheidung des radioaktiven Materials auf dem Draht beginnt. Der Endwert von α wird demnach durch $\frac{x}{\lambda}$ gegeben sein, und der Betrag von 99 v. H. des Endwertes, den man praktisch als den Höchstwert

1) Eine vorläufige Mitteilung über diese Untersuchungen habe ich im Februarheft des Jahrgangs 1907 des Philosophical Magazine veröffentlicht.

ansehen kann, wird nach einer Zeit erreicht werden, welche durch die Gleichung

$$e^{-\lambda t} = 100$$

gegeben ist. Das bedeutet, daß die zur Erreichung des Endwertes der induzierten Aktivität praktisch erforderlichen Zeiten für zwei verschiedene radioaktive Materialien den Zerfallskonstanten dieser Materialien umgekehrt proportional sind.

Halten wir uns daher gegenwärtig, daß bei der induzierten Radiumaktivität das Produkt Radium C mit seiner Zerfallskonstante ($\lambda = 4{,}13 \cdot 10^{-4}$) die Hauptrolle spielt, während bei der induzierten Thoriumaktivität das Produkt Thorium A mit der Zerfallskonstante ($\lambda = 1{,}74 \cdot 10^{-5}$) vorwiegend in Frage kommt, so erhalten wir für die Zeit, welche erforderlich ist, um 99 v. H. des Höchstwertes der Aktivität zu erreichen,

für Radium: $t = 3{,}1$ Stunden,
für Thorium: $t = 73{,}5$ Stunden.

Läßt man also einen Körper zusammen mit einem Gemisch von Radium- und Thoriumemanation von konstantem Mengenverhältnis — wie man es beispielsweise erhalten könnte, wenn man unter eine Glocke ein Radiumpräparat und ein Thoriumpräparat brächte —, so wird die induzierte Radiumaktivität $^{99}/_{100}$ ihres Höchstwertes nach 3,1 Stunden erreicht haben; um hingegen das entsprechende Ergebnis für die induzierte Thoriumaktivität zu erreichen, wird man die Expositionsdauer bis auf 73,5 Stunden verlängern müssen.

Unter Anwendung dieser Überlegungsweise auf den Fall der Atmosphäre habe ich — wenngleich sich über die relative Konstanz der in ihr enthaltenen Emanationsmengen noch nichts Genaues aussagen läßt — versucht, auf einem der freien Luft ausgesetzten negativ geladenen Drahte die beiden oben genannten Arten induzierter Aktivität in bestimmtem Verhältnis zu erhalten.[1])

Die erste Bedingung für die Erreichung brauchbarer Resultate war, so zu verfahren, daß die dem zu aktivierenden Draht mitgeteilte Ladung während der ganzen Aktivierungsdauer nahezu konstant gehalten wurde. Zu diesem Zwecke verzichtete ich auf die Verwendung sehr hoher Potentiale und benutzte eine Akkumulatorenbatterie von 240 kleinen Elementen, deren positiver Pol zur Erde abgeleitet war, während der negative mit dem Drahte verbunden war. Die Konstanz der Ladung wurde mittels eines Aluminiumblattelektroskops kontrolliert.

Ein Messingdraht von 0,8 mm Durchmesser und 12 m Länge wurde also auf einer Plattform im ersten Stockwerk des Physikalischen Instituts, ungefähr 6 m über dem Erdboden der freien Luft ausgesetzt. Er wurde dabei von Isolatoren aus Schwefel getragen, die so konstruiert waren, daß die Einflüsse der Feuchtigkeit nicht zu spüren waren. Nach Ablauf der Aktivierungszeit wurde der Draht schnell auf einen Metallrahmen aufgewickelt und in einen Zerstreuungsapparat gebracht, der dem von Eve bei seinen Untersuchungen über die atmosphärische Radioaktivität benutzten analog war. Dieser Zerstreuungsapparat war mit einem Aluminiumblattelektroskop verbunden, welches mittels eines Okularmikrometers abgelesen wurde. Mit den Ablesungen wurde 5 Minuten nach Beendigung der Aktivierung begonnen, das heißt 5 Minuten nach dem Augenblick, in welchem die Verbindung zwischen dem Draht und dem negativen Pol der Akkumulatorenbatterie aufgehoben worden war. Durch Extrapolation konnte dann leicht mit hinreichender Genauigkeit der Wert der Aktivität in diesem Augenblick bestimmt werden. Die Entaktivierungskurven, welche einigen meiner Versuche entsprechen, sind in Fig. 1 dargestellt. Um eine Vergleichung der Werte der Aktivität untereinander zu ermöglichen, habe ich mit 100 den Wert der Anfangsaktivität bezeichnet, welche der Draht nach einer der Expositionen, und zwar nach der dreistündigen vom 10. Februar 1907, aufwies. Die Kurven I, II und III beziehen sich auf Versuche, bei denen der Draht bzw. 3, 3,1 und 3,5 Stunden am 10. Februar, 30. Januar und 25. Februar 1907 der Luft ausgesetzt worden war. Diese Kurven zeigen den allgemeinen Verlauf der Entaktivierung bei kurzen Expositionszeiten. Man sieht leicht, daß der Verlauf des Entaktivierungsvorganges während der ersten Stunden den gleichen Typus zeigt, welchen auch Rutherford und Allan bei einem Draht beobachtet hatten, welcher wenige Stunden hindurch zu Montreal an der freien Luft aktiviert worden war: Die Aktivität vermindert sich nämlich in einem Zeitraum, der zwischen 45 und 55 Minuten schwanken kann, auf die Hälfte; danach aber wird der Entaktivierungsvorgang immer langsamer, bis die Kurve schließlich einen Verlauf annimmt, den man als dem ganz reinen Thoriumtypus angehörig bezeichnen kann, wenn die Aktivität vom Radiumtypus auf einen zu vernachlässigenden Betrag herabgegangen ist.

Man wird somit offenbar aus dem Wert der Aktivität, den der Draht aufweist, wenn man die von den Produkten der Radiumfamilie ausgehenden Wirkungen als zu vernachlässigen be-

1) Bei der vorliegenden Arbeit habe ich mich nicht darum gekümmert, nachzuforschen, welchen Anteil die Umwandlungsprodukte der Aktiniumemanation an den untersuchten Erscheinungen haben könnten; in Anbetracht der Ähnlichkeit zwischen der Zerfallskonstante von Aktinium A und der von Radium C ist es klar, daß man bei diesen Versuchen eine etwa vorhandene induzierte Aktivität vom Aktiniumtypus als vereinigt mit dem ansehen kann, was wir als Aktivität vom Radiumtypus bezeichnen.



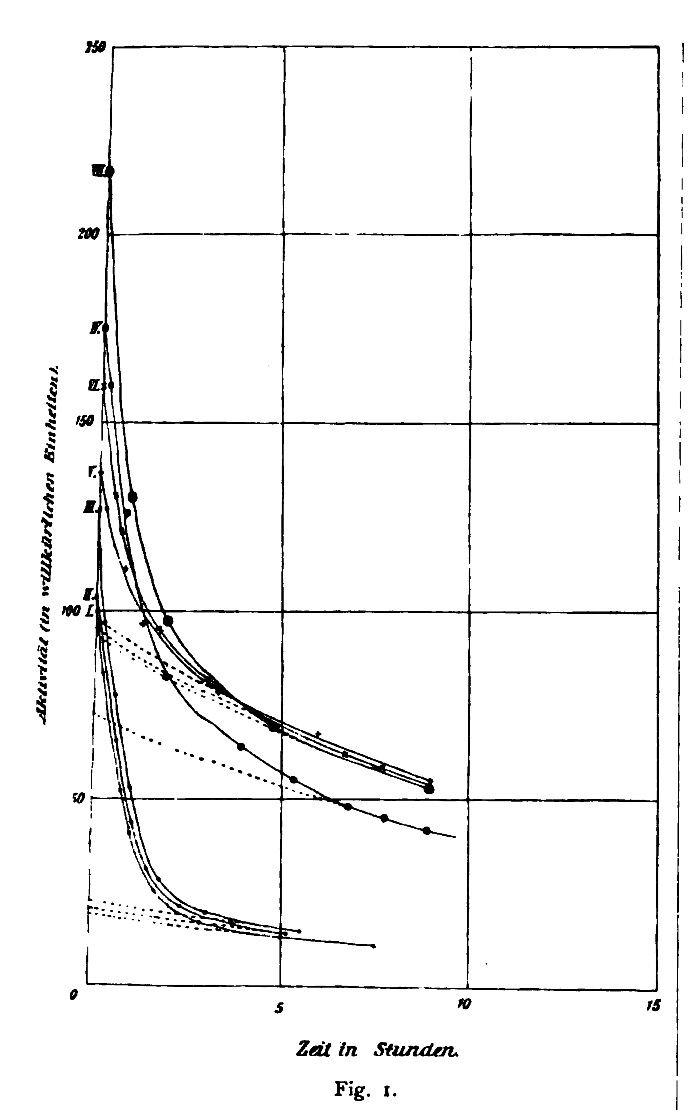


Fig. 1.

trachten kann, unter Berücksichtigung der Zerfallskonstante des Thorium *A* leicht den Anfangswert der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus ableiten können, der unmittelbar nach Beendigung der Aktivierung geherrscht haben muß. Diese Werte werden in der Fig. 1 durch die Punkte bezeichnet, in denen die punktierten Kurvenzüge, welche die Entaktivierungskurven für die Thoriumaktivität vervollständigen, die Ordinatenachse schneiden. Wenn man berücksichtigt, daß die Versuche an schönen Tagen angestellt worden sind, an denen der Barometerstand verhältnismäßig beständig in der Gegend des Normalstandes blieb, so darf man behaupten, daß unter diesen Verhältnissen 15 bis 20 v. H. der gesamten anfänglichen Aktivität, welche der Draht nach Expositionszeiten von 3 bis zu $3^1/_2$ Stunden aufwies, von Umwandlungsprodukten des Thoriums herrühren.

Kurve IV stellt den Entaktivierungsvorgang bei einem Drahte dar, welcher 24 Stunden lang der Luft ausgesetzt gewesen war, und zwar vom Morgen des 12. Juni 1907 bis zum 13. Juni früh; während dieser Expositionszeit war das Wetter schön und der Wind schwach. Für diesen Fall kann man behaupten, daß etwas mehr als 40 v. H. der Anfangsaktivität vom Thoriumtypus gewesen sind.

Die Kurven V, VI und VII endlich zeigen, was man erhält, wenn man die Aktivierungszeit auf drei Tage ausdehnt. Diese Kurven (V, VI und VII) wurden nämlich nach dreitägiger Expositionsdauer erhalten, und zwar stellen die Kurven V und VII gerade die beiden Fälle dar, in denen ich den größten und den kleinsten Anteil der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus erhalten habe. Man sieht also, daß unter diesen Verhältnissen die induzierte Aktivität dieses Typus 40 bis 75 v. H. der gesamten Aktivität ausmacht, welche der Draht unmittelbar nach Beendigung der Aktivierung besitzt.

III. Nach all meinen Beobachtungen zusammengenommen scheint es, daß der Anteil der induzierten Aktivität vom Radiumtypus mit abnehmendem Barometerdruck wächst, was übrigens auch von anderen Forschern beobachtet worden ist. Was übrigens sehr merkwürdig ist, das ist die Konstanz der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus, welche durchaus in scharfem Gegensatz zu der beträchtlichen Veränderlichkeit der induzierten Aktivität vom Radiumtypus steht. Betrachtet man nämlich die Kurven V und VII, so sieht man folgendes: In der ersteren wird die gesamte anfängliche Aktivität durch die Zahl 137,0 und die vom Thoriumtypus durch 97,8 dargestellt; das ergibt für den Anfangswert der Aktivität vom Radiumtypus die Zahl 39,2. In der Kurve VII hingegen beträgt die gesamte anfängliche Aktivität 217,6 und die vom Thoriumtypus 95,0; das ergibt für die vom Radiumtypus den Wert 122,6.

Die Erklärung für die verhältnismäßige Konstanz der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus, welche in so scharfem Gegensatz zu der bereits von anderer Seite festgestellten Veränderlichkeit der induzierten Aktivität vom Radiumtypus steht, muß man vermutlich in folgender Überlegung suchen: Aus dem Erdboden werden fortgesetzt Radiumemanation und Thoremanation, und nur diese, entbunden. Ihre späteren festen Umwandlungsprodukte können nämlich nicht in merklichen Mengen aus dem Boden entweichen, da sie ja das Bestreben haben, sich an die festen Körper anzuheften, in deren Umgebung sie sich gerade befinden. Die Radiumemanation nun kann wegen ihres langsamen Zerfalls — ihre charakteristische Periode beträgt ungefähr 4 Tage — aus verhältnismäßig großen Bodentiefen herauskommen und in die hochgelegenen Schichten der Atmosphäre diffundieren, bevor sie zerfällt. Die Thoriumema-

nation hingegen kann bei ihrem schnellen Zerfall nur aus einer sehr dünnen Schicht des Erdreichs hervorkommen. Eine Abnahme des barometrischen Druckes wird nun zur Folge haben, daß die Radiumemanation, welche sich in einer Bodenschicht von verhältnismäßig beträchtlicher Dicke aufgespeichert findet, sich in die Atmosphäre verbreitet, sie wird indessen eine beträchtliche Zunahme der Luft an Thoriumemanation nicht zuwege bringen, weil die Schnelligkeit, mit welcher die Änderungen des Luftdrucks erfolgen, immer sehr klein sind gegen die Schnelligkeit, mit welcher der Zerfall dieser Emanation vor sich geht; es wird auch bei einer Änderung des Luftdrucks die Dicke der Schicht, aus welcher dieses radioaktive Gas entbunden wird, merklich dieselbe bleiben.

IV. Die Ergebnisse meiner Versuche mit drei Tage lang fortgesetzter Aktivierung des Drahtes sind insofern interessant, als sie uns eine Vorstellung davon geben, welch überaus wichtige Rolle die Umwandlungsprodukte der Thoriumfamilie bei dem Teil der Ionisation der Atmosphäre spielen müssen, der von den durchdringungsfähigen Strahlungen herrührt, die aus dem Erdboden hervorkommen, von den Strahlungen, deren Wirkungen von Rutherford und Cooke entdeckt und untersucht worden sind.

Die Erdoberfläche befindet sich, mit Ausnahme vereinzelter und vorübergehender Ausnahmen, unter den Bedingungen eines dauernd der Luft ausgesetzten negativ geladenen Körpers. Nehmen wir hierzu die Tatsache, daß bei der Schnelligkeit des Zerfalls der Thoriumemanation deren Umwandlung in Thorium *A*, zumal an windstillen Tagen, fast ausschließlich in einer beschränkten Luftzone in unmittelbarer Nähe des Erdbodens vor sich gehen muß, so müssen wir den Schluß ziehen, daß der größere Teil des Thorium *A* unter dem Einfluß des Erdfeldes am Boden niedergeschlagen werden muß, daß daher das aus ihm hervorgehende Thorium *B*, welches sich seinerseits in Thorium *C* umwandelt, einen großen Teil der durchdringungskräftigen Strahlung hervorbringen wird, deren Wirkungen sich in der Nähe der Erdoberfläche bemerkbar machen.

V. Kehren wir zu den oben geschilderten Ergebnissen zurück, so ist zu bemerken, daß es ein schwerer Irrtum sein würde, wenn wir aus dem Umstand, daß von der induzierten Aktivität an einem Draht, der drei Tage lang der freien Luft ausgesetzt gewesen ist, an ihrem Ionisierungsvermögen gemessen, 40 bis 75 v. H. vom Thoriumtypus sind, schließen wollten, daß 40 bis 75 v. H. der Ionisation, welche in der Volumeneinheit der freien Luft seitens des in der Atmosphäre umherschweifenden festen radioaktiven Materials am Orte des Versuchs hervorgebracht wird, von Umwandlungsprodukten des Thoriums herrührten. Wenn wir nämlich den Draht nach langer Expositionsdauer in das Elektroskop einführen, so beobachten wir offenbar die Wirkungen, welche von solchen Produkten der Thoriumfamilie hervorgebracht sind, die aus einem sehr ansehnlichen Luftraum herrühren; was hingegen die Produkte der Radiumfamilie betrifft, so stellen wir infolge ihres schnellen Zerfalls nur die Gegenwart solchen Materials fest, welches aus der Luft stammt, die während der letzten Expositionsstunden in der Nähe des Drahtes vorübergestrichen ist.

Um zu der Lösung dieses zweiten interessanten Problems zu gelangen, das heißt, um das Mengenverhältnis zwischen den Ionen festzustellen, welche in der Volumeneinheit der atmosphärischen Luft durch die Umwandlungsprodukte der Radiumemanation einerseits und durch die der Thoriumemanation andrerseits erzeugt werden, wollen wir folgende Überlegung anstellen: Die ionisierende Wirkung $\mathcal{J}$, welche von einem Typus radioaktiver Produkte herrührt, ist proportional der Anzahl ε der Atome dieses Typus in der Volumeneinheit der Atmosphäre, und es gilt die Gleichung:

$$\mathcal{J} = m\varepsilon.$$

Andrerseits ist die in der Gleichung (1) vorkommende Größe x gleichfalls ε proportional, und es gilt auch:

$$x = \mu\varepsilon.$$

Hier sind m und μ Proportionalitätskonstanten. Wenn nun der Draht, welcher der freien Luft ausgesetzt ist, und auf welchem sich die aktiven Produkte niederschlagen, eine Zeit t hindurch aktiviert worden ist, so wird die Anzahl α der auf ihm vorhandenen Atome durch die Gleichung

$$\alpha = \frac{x}{\lambda}\,(1 - e^{-\lambda t})$$

gegeben sein, und die dem Draht zukommende Aktivität a ist gegeben durch:

$$a = m\,\frac{x}{\lambda}\,(1 - e^{-\lambda t}),$$

wo m dieselbe Größe ist wie oben. Setzen wir also für m und x ihre Werte als Funktionen von $\mathcal{J}$, ε und μ ein, so erhalten wir:

$$a = \mathcal{J}\,\frac{\mu}{\lambda}\,(1 - e^{-\lambda t}),$$

und daraus ergibt sich:

$$\mathcal{J} = a\,\frac{\lambda}{\mu}\,\frac{1}{1 - e^{-\lambda t}}.$$

Daraus folgt: Betrachtet man die von zwei verschiedenen radioaktiven Produkten herrührenden ionisierenden Wirkungen in der Atmosphäre, $\mathcal{J}$ und $\mathcal{J}'$, so ist:

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}'} = \frac{a}{a'}\,\frac{\lambda}{\lambda'}\,\frac{\mu'}{\mu}\,\frac{1 - e^{-\lambda' t}}{1 - e^{-\lambda t}}. \qquad (2)$$

Will man daher aus $\frac{a}{a'}$ das Verhältnis $\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}'}$ ableiten, so muß man auch das Verhältnis zwischen μ und μ' kennen. Diese beiden Größen hängen von einer Größe ab, die man als einen Diffusionskoeffizienten bezeichnen kann, oder in dem Falle, wo der zu aktivierende Körper negativ geladen ist, von der spezifischen Geschwindigkeit, welche jede Art des Materials unter dem Einfluß des Feldes annimmt.

Die experimentelle Bestimmung von μ und μ' für die in der Atmosphäre zerstreuten aktiven Materialien würde nun sehr schwierig sein. Ich bin deshalb auf den Gedanken verfallen, zu einem Mittel meine Zuflucht zu nehmen, das geeignet wäre, die verschiedenen Gattungen radioaktiver Produkte gleich wirksam zu sammeln. Denken wir uns, wir könnten in einem gegebenen Augenblick sämtliche in einem gegebenen Luftvolumen enthaltenen Produkte auf den Körper niederschlagen und würden diesen dann in das Elektroskop einbringen. Offenbar würde dann für diesen Körper gelten:

$$\frac{a}{a'} = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}'}. \tag{3}$$

Zu diesem Zwecke bediente ich mich der Methode der elektrischen Ausströmungen, die zuerst von Sella angegeben und von ihm bei seiner Versuchsreihe über die induzierte Aktivität angewendet worden ist, auf welche ich bereits hinzuweisen Gelegenheit hatte. Diese Methode stützt sich auf die Eigenschaft der Elektrizität, die aus einer mit dem einen Pole einer Elektrisiermaschine verbundenen Spitze ausströmt, auf eine der Spitze gegenübergestellte und mit dem andern Pol verbundene Platte das feste radioaktive Material niederzuschlagen und festzuhalten, welches sich in der Luft suspendiert findet.

Wie Sella dargetan hat, zeigt sich unter diesen Bedingungen die induzierte Aktivität, gleichviel ob die Platte positiv geladen ist, oder ob sie negativ geladen ist. Das kommt offenbar daher, daß bei dieser Erscheinung die positive Ladung nicht mehr mitspielt, die, wie wir wissen, dem in der Luft umherirrenden radioaktiven Material zu eigen ist, daß vielmehr dieses Material von der Ausströmung mit fortgerissen wird und in der Umgebung der Spitze eine Ladung von gleichem Vorzeichen wie die Spitze selbst annimmt.

Bei dieser Methode dürfen wir uns also versichert halten, daß die in der Luft enthaltenen radioaktiven Teilchen, wie sehr sie auch immer an Masse oder an Ladung voneinander verschieden sein mögen, unterschiedslos auf der der Spitze gegenüberstehenden Platte fixiert werden.

Diese Anschauungsweise wird übrigens durch die Versuche von Sella vollauf bestätigt. Bei diesen Versuchen wurde nämlich der Luft eines Gefäßes, welches Thoriumoxyd enthielt, das in ihr vorhandene radioaktive Material durch eine Ausströmung von ganz kurzer Dauer vollständig entzogen. Andrerseits haben weitere Versuche gezeigt, daß auch in dem Falle, daß die Luft Radiumemanation enthält, die gesamte Menge der Radiumprodukte A, B und C augenblicklich auf einer von der Ausströmung getroffenen Platte fixiert wird. Wenn man beim Arbeiten in freier Luft merkliche Aktivierungen erhalten will, so müssen immerhin die Luftmengen, aus denen das radioaktive Material entnommen wird, groß sein, und man muß eine kräftige Ausströmung benutzen. Im vorliegenden Falle habe ich eine 38 plattige Wimshurstmaschine verwendet, welche durch einen kleinen Motor angetrieben wurde. Der negative Pol der Maschine wurde mit einer kleinen Metallplatte verbunden, welche mit drei Nadeln versehen war, die in ungefähr 5 cm Abstand einer zweiten mit Stanniol überzogenen und mit dem positiven Pol der Maschine verbundenen Metallplatte gegenüber standen. Nach einer Aktivierung von einigen Stunden auf derselben Plattform, auf welcher die Aktivierungen des Drahtes erfolgt waren, wurde die Stanniolplatte in das Gefäß eines Aluminiumblattelektroskops eingebracht.

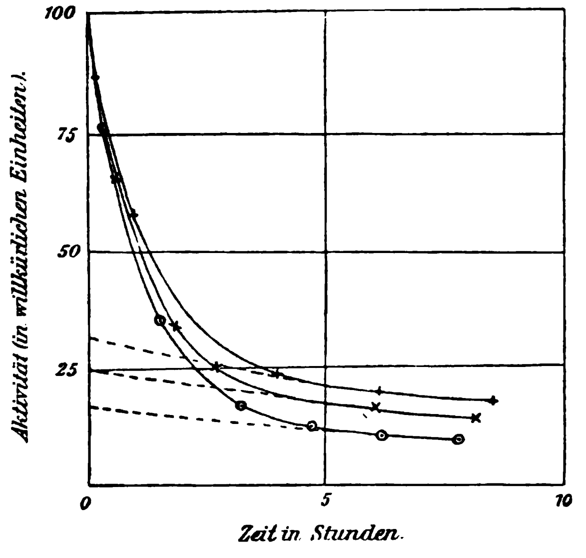


Fig. 2.

In Fig. 2 sind einige der Entaktivierungskurven wiedergegeben, welche ich auf diese Weise für die erwähnte Platte erhalten habe. Wendet man wieder die Überlegung an, die wir angestellt hatten, als es sich um den Draht handelte, so lassen sich leicht die Entaktivierungskurven vom Thoriumtypus vervollständigen

und somit die ionisierenden Wirkungen bestimmen, welche eine jede Gattung des aktiven Materials hervorbringt, oder mit anderen Worten der Wert der in der Gleichung (2) auftretenden Größen a und a'. Setzen wir dann in diese Formel die erwähnten Werte für a und a' und den entsprechenden Wert für t ein, so erhalten wir die folgenden Ergebnisse:

Datum des Versuchs	Wert für $\frac{a}{a'}$	Anzahl der zu Rom in der Volumeneinheit der Luft 6 m über dem Boden durch die Produkte Thorium B und Thorium C erzeugten Ionen in Prozenten der Gesamtzahl aller durch sämtliche in der Atmosphäre umherwandernden festen Umwandlungsprodukte erzeugten Ionen.
6. Mai 1907	13,8	7,2 v. H.
27. Mai 1907	21,2	4,7 v. H.
3. Juni 1907	15,0	6,7 v. H.

Leider habe ich bislang eine größere Anzahl von Versuchen nicht ausführen können, und es ist offenbar einstweilen nicht gestattet, endgültige Schlüsse zu ziehen. Die Versuche wurden bei schönem Wetter angestellt; man kann also nur sagen, daß unter solchen Verhältnissen die Anzahl der in der Volumeneinheit der atmosphärischen Luft zu Rom in ungefähr 6 m Höhe über dem Boden seitens der Produkte Thorium B und Thorium C erzeugten Ionen zwischen einem Zehntel und einem Zwanzigstel von der Anzahl der durch die Produkte Radium A, Radium B und Radium C erzeugten Ionen beträgt.

VI. Es schien mir schließlich von Interesse zu sein, zu sehen, welche Unterschiede zwischen den Ergebnissen vorhanden sein können, die man für das Verhältnis $\frac{a}{a'}$ erhält, wenn man einmal die Ausströmungsmethode, das andere Mal den negativ elektrisierten Draht verwendet. Ich habe deshalb gleichzeitig mit den Ausströmungsversuchen auch Aktivierungsversuche mit dem Draht von gleicher Expositionsdauer angestellt. Ich behalte mir nun vor, auf diese Frage später zurückzukommen, und will hier nur erwähnen, daß die erhaltenen Werte für $\frac{a}{a'}$ höher werden, wenn man mit dem Draht arbeitet, als wenn man die Ausströmungsmethode anwendet.

Sollten sich diese ersten Ergebnisse bestätigen, so würde damit bewiesen sein, daß zwar, wie bereits erwähnt, auf der von der Ausströmung getroffenen Platte unterschiedslos sowohl die Thoriumprodukte als auch die Radiumprodukte festgehalten werden, daß dagegen an dem negativ elektrisierten Draht die ersteren sich schwerer ansammeln als die letzteren. Die Deutung, welche man dieser Tatsache geben muß, beruht meines Erachtens auf der Annahme, daß das feste radioaktive Material vom Thoriumtypus, seines verhältnismäßig langsamen Zerfalls wegen, bei seiner Wanderung in der Luft Zeit hat, sich mit zahlreichen atmosphärischen Staubteilchen zu verbinden, und somit zur Bildung verhältnismäßig beträchtlicher Aggregate Veranlassung gibt, die folgerichtig mit geringer Beweglichkeit ausgestattet sind; daß hingegen die festen Produkte der Radiumfamilie nur zur Bildung von Aggregaten mit viel geringerer Masse gelangen, die infolgedessen auch seitens des Drahtes aus größerer Entfernung angezogen werden als die ersteren.

VII. Die mitgeteilten Ergebnisse lassen auf eine fortgesetzte Entbindung von Thoriumemanation aus dem Boden schließen. Sie führen uns sogleich dazu, uns die Frage vorzulegen, von welcher Größenordnung denn wohl die Thoriummenge sein mag, welche in der Masseneinheit des Bodens enthalten sein muß, um die beobachteten Wirkungen hervorzubringen.

Durch die Untersuchungen von Strutt[1]) ist die Menge des Radiums bestimmt worden, die in einer großen Anzahl vulkanischer und sedimentärer Gesteine enthalten ist. Meines Wissens hat aber noch niemand für Thorium eine ähnliche quantitative Bestimmung auszuführen versucht. Versuche zu diesem Zwecke sind gegenwärtig im Gange, und die bisher erhaltenen Ergebnisse scheinen zu Schlußfolgerungen von großem Interesse führen zu sollen. Ich will mich indessen hier darauf beschränken, einige Versuche zu beschreiben, welche darauf abzielen, mindestens annäherungsweise den Thoriumgehalt im Erdreich des Gartens zu bestimmen, welcher das Physikalische Institut in Rom umgibt. Ich brauche nicht hinzuzufügen, daß während des Fortganges dieser Versuche die größten Vorsichtsmaßregeln getroffen wurden, damit keine Fehlerquelle infolge der Anwesenheit von Thoriumsalzen im Laboratorium in Frage kommen konnte. Das Prinzip der Methode, welche ich angewandt habe, ist folgendes: Auf einem negativ geladenen Metalldraht wird die gesamte Menge der Produkte Thorium A, Thorium B und Thorium C gesammelt, welche sich aus dem Zerfall der unter normalen Verhältnissen aus einer bestimmten Bodenfläche durch einfache Diffusion entbundenen Thoriumemanation ergibt. Dann wird durch Vergleichsversuche die Thoriummenge bestimmt, welche in der Masseneinheit des Erdreichs enthalten sein muß, um die beobachtete Wirkung hervorzubringen. — Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt:[2]) Eine große Glas-

1) Le Radium, 3, 162 und 266, 1906.

2) Über die ersten Ergebnisse dieser Untersuchungen habe ich in der Sitzung der Abteilung Rom der Società Italiana di Fisica vom 27. April 1907 berichtet.

glocke von 45 cm Höhe und 28 cm innerem Durchmesser wurde umgestülpt auf den Boden des Gartens von Panisperna gesetzt, in welchem das Physikalische Institut liegt, nachdem zuvor das Erdreich von dem Krautwerk gesäubert worden war, von welchem es bedeckt war. Im Innern der Glocke war an einem Pfropfen aus Schwefel ein Kupferdraht von 2 mm Stärke und ungefähr einem Meter Länge aufgehängt, der zu einer weiten Spirale aufgewickelt war und mit dem negativen Pol der Batterie von 240 kleinen Akkumulatoren verbunden gehalten wurde. Die innere Oberfläche der Glocke war durch einen Überzug von Phosphorsäure leitend gemacht.

Nach einer Exposition von drei Tagen — die, wie ich bereits gezeigt habe, erforderlich ist, um 99 v. H. der gesamten induzierten Aktivität vom Thoriumtypus zu erhalten — wurde der Draht schnell auf einen zylindrischen Rahmen aufgewickelt und in das Zerstreuungsgefäß eines empfindlichen Elektroskops gebracht, dessen Ladungsverlust in leerem Zustande zuvor bestimmt worden war.

Zunächst stellte ich Versuche an, um mich zu vergewissern, ob das dem Draht mitgeteilte negative Potential hinreichend war, um ihn bei den gegebenen Abmessungen der Glocke zu aktivieren und die gesamte Menge der Produkte Thorium *A*, Thorium *B* und Thorium *C* an ihm festzuhalten, welche aus dem Zerfall der aus der überdeckten Bodenfläche entweichenden Emanation entspringt. Der Nachweis wurde dadurch erbracht, daß bei weiterer Erhöhung dieses Potentials die induzierte Aktivität merklich konstant blieb. Daß andrerseits die festen Produkte, welche aus der im Innern des Erdbodens zerfallenden Emanation hervorgehen, sich in die Atmosphäre verbreiten können, ist, wie ich bereits an anderer Stelle zu erwähnen Gelegenheit hatte, nicht anzunehmen, wenn man bedenkt, daß diese Produkte das Bestreben haben, sich an die festen Körper anzulagern, in deren Nähe sie geraten.

Man sieht somit ein, daß die Intensität der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus, welche der Draht zeigt, der Menge der Thoriumemanation proportional sein muß, welche aus dem Erdreich entbunden wird; und diese Menge wird ihrerseits wieder der in der Masseneinheit eben dieses Erdreichs enthaltenen Thoriummenge proportional sein.

In Fig. 3 sind Entaktivierungskurven wiedergegeben, welche ich bei einigen meiner zahlreichen Versuche erhalten habe. Stellt man wiederum die gleiche Überlegung an wie für den oben behandelten Fall eines der freien Luft ausgesetzten Drahtes, so kann man aus diesen Kurven leicht die relativen Werte der induzierten Aktivität vom Radiumtypus bezw.

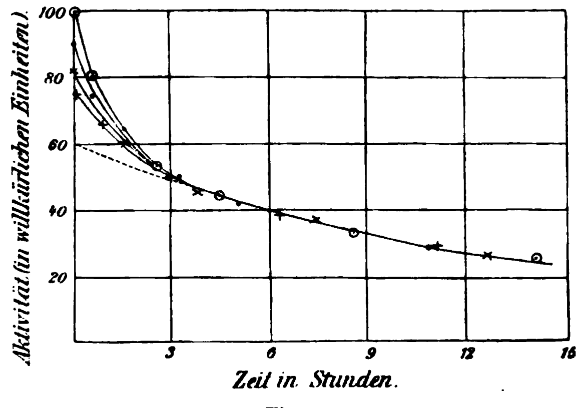


Fig. 3.

vom Thoriumtypus ersehen. Man sieht sofort bei einer Prüfung dieser Kurven, daß der Anteil der induzierten Aktivität vom Thoriumtypus in diesem Falle merklich größer ist als in dem, wo der Draht auf der Plattform aktiviert wurde: sie schwankt nämlich zwischen einem Mindestwert von 60 v. H. und einem Höchstwert von 80 v. H. der gesamten induzierten Aktivität.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich nebenbei bemerken, daß aus der Betrachtung dieser Kurven auch die bereits für den Fall des der freien Luft ausgesetzten Drahtes festgestellte Tatsache hervorgeht, daß die induzierte Aktivität vom Radiumtypus sich von einem Tage zum andern merklich ändert, daß dagegen die induzierte Aktivität vom Thoriumtypus sich nahezu konstant erhält, eine Erscheinung, auf deren wahrscheinliche Erklärung ich bereits hingewiesen habe.

Schließlich will ich noch hinzufügen, daß bei den Versuchen auch der Ort der Aktivierung gewechselt wurde. Dabei blieb die Örtlichkeit indessen immer im Garten, welcher das Physikalische Institut umgibt. Die Ergebnisse waren aber überall merklich dieselben.

Nachdem ich auf diese Weise die induzierte Aktivität gemessen hatte, welche seitens der aus einer bestimmten Bodenfläche entbundenen Emanation erzeugt wird, blieb noch festzustellen, wie groß die Menge des in der Masseneinheit des betreffenden Erdreichs enthaltenen Thoriums sein müsse, um die beobachtete Wirkung hervorzubringen. Hier trat nun eine Schwierigkeit auf: die verschiedenen Thoriumverbindungen haben nämlich ein verschiedenes Emanationsvermögen, das heißt, sie haben ein verschieden starkes Bestreben, die von ihnen erzeugte Emanation okkludiert zu halten; andrerseits wissen wir auch nicht, in welchem Verbindungsverhältnis sich die im Boden enthaltenen Thoriumspuren befinden mögen.

Bedient man sich indessen zu den Vergleichsversuchen der Thoriumverbindung, welche

mit dem größten Emanationsvermögen von allen ausgestattet ist, nämlich des Hydroxyds, so wird man ein Ergebnis erhalten, welches offenbar als ein unterer Grenzwert angesehen werden muß.

Diese Bestimmungen wurden folgendermaßen ausgeführt: Zunächst suchte ich die größte Tiefe festzustellen, aus welcher die durch Diffusion aus dem Erdboden in die Atmosphäre übergehende Thoriumemanation hervorkommen kann. In Anbetracht der großen Zerfallsgeschwindigkeit dieser Emanation war zu erwarten, daß die beteiligte Bodenschicht von verhältnismäßig geringer Dicke sein müsse. Um dies festzustellen, stellte ich eine innige Mischung aus Erde und Thoriumhydroxyd in der Weise her, daß ich zu einigen Gramm der ersteren einige Dezigramm des letzteren hinzufügte. Von diesem Gemisch brachte ich dann Schichten von allmählich immer größer werdender Dicke auf den Teller eines Elektroskops von ähnlicher Bauart wie das kürzlich an anderer Stelle von mir beschriebene.[1]) Kaum war der Teller angesetzt, so begann die Ionisierung im Elektroskop, infolge der Diffusion der Emanation aus der Schicht des aktiven Materials, zu wachsen, bis sie nach einigen Minuten einen Höchstwert erreichte. Trägt man nun unter Berücksichtigung der hierbei erhaltenen Ergebnisse auf der Abszissenachse die Schichtdicken des aktiven Materials und auf der Ordinatenachse die Ionisierungsstärken ab, so erhält man die in Fig. 4 wiedergegebene Kurve.

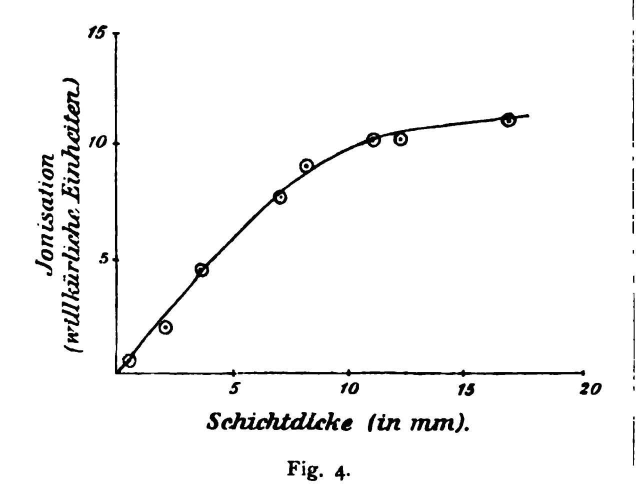


Fig. 4.

Man kann nun unter solchen Verhältnissen und bei Schichtdicken des thoriumhaltigen Materials nicht unter einigen Millimetern annehmen, daß die Ionisation merklich proportional der Emanationsmenge ist, welche in die Luft diffundiert, und daß im Vergleich dazu die Wirkung zu vernachlässigen ist, welche von der aus der Masse des aktiven Materials kommenden Strahlung herrührt. Es folgt demnach, daß die gesamte Thoriumemanation, welche aus dem Boden in die Atmosphäre übergeht, unter normalen Verhältnissen aus einer Schicht des Erdreichs an der Oberfläche herrührt, deren Dicke nicht mehr als einige Zentimeter betragen kann.

Nachdem dies festgestellt war, wurde die Menge des Thoriumhydroxyds, die in der Masseneinheit des Erdreichs notwendig vorhanden sein muß, um die beobachtete Wirkung hervorzubringen, folgendermaßen bestimmt: Ich stellte eine innige Mischung aus 32 Gramm Erde und 4 Gramm Thoriumhydroxyd her. Von dieser Mischung füllte ich einen Teil in eine an einem Ende offene Glasröhre und erhielt so eine Säule emanierenden Materials von bekanntem Querschnitt — nämlich 0,385 cm^2 —, und von ungefähr 10 cm Höhe. Diese Glasröhre brachte ich in senkrechter Stellung unter dieselbe Glocke, welche die negativ geladene Drahtspirale enthielt, und welche jetzt auf dem Fußboden eines Zimmers stand. Nach dreitägiger Exposition zeigte der Draht eine induzierte Aktivität von reinem Thoriumtypus. Dieser Versuch wurde verschiedentlich wiederholt, und ich verglich dann den Mittelwert aus den erhaltenen Aktivitäten mit dem Mittel aus den Anfangswerten für die induzierte Aktivität vom Thoriumtypus, welche ich bei Aktivierung der Spirale in Gegenwart des Erdbodens erhalten hatte.

Aus dieser Vergleichung geht hervor, daß die induzierte Aktivität, welche das Gemisch aus Erde und Thoriumhydroxyd erzeugt, 4,04 mal so groß ist wie die vom Erdboden hervorgebrachte. Nun beträgt aber die Bodenfläche, welche von der Glocke bedeckt wird, 637,9 cm^2, der Querschnitt der Röhre mit dem Gemisch dagegen 0,385 cm^2. Auf gleiche Oberfläche umgerechnet sendet also das Gemisch eine Menge Thoriumemanation aus, welche $4{,}04 \cdot \frac{637{,}9}{0{,}385} = 6693{,}8$ mal so groß ist wie die vom Erdreich ausgesandte. Nun enthält das Gemisch 11,11 v. H. seines Gewichts Thoriumhydroxyd. Man muß daher annehmen, daß im Erdreich eine solche Menge Thorium enthalten sein muß, welche dieselbe Menge Emanation erzeugt, die das Erdreich erzeugen würde, wenn $\frac{11{,}11}{6693{,}8} = 0{,}00166$ v. H. seiner Masse aus dem Hydroxyd dieses Metalls bestände.

Das heißt also: der zur Hervorbringung der beobachteten Wirkungen erforderliche Gehalt an Thoriumhydroxyd würde 0,0000166 Gramm auf jedes Gramm Erdreich betragen, oder, unter Zugrundelegung der Formel $Th(OH)_2$ für diese

1) Cim., Juli-August 1907.

Verbindung, 0,0000145 Gramm Thorium auf ein Gramm Erdreich.[1]) Nun ist, wie bereits gesagt, das Hydroxyd die Thoriumverbindung, welche von allen Verbindungen am stärksten emaniert. Wenn also das Thorium im Erdboden in einer anderen Verbindung vorhanden wäre, so würde eine beträchtlich größere Menge davon erforderlich sein, um zu den beobachteten Wirkungen Anlaß zu geben.

Schlußfolgerungen.

Aus den vorstehend angeführten Versuchsergebnissen kann man meines Erachtens einstweilen schließen, daß, wie dies ja auch von anderer Seite beobachtet worden ist, in der Atmosphäre außer den Umwandlungsprodukten des Radiums auch Produkte vorkommen, welche der Thoriumfamilie angehören.

Betrachtet man nun die Ionisation, welche in der Volumeneinheit atmosphärischer Luft in der Nähe der Erdoberfläche erzeugt wird, so sieht man, daß sie von verschiedenen Ursachen herrühren kann, nämlich:

a) von radioaktiven Emanationen; von diesen kann die Radiumemanation wegen ihres langsamen Zerfalls in einer verhältnismäßig ausgedehnten Zone der Atmosphäre ausgeprägte Wirkungen hervorbringen; die Thoriumemanation hingegen — und erst recht die Aktiniumemanation, sofern solche vorhanden ist — kann merkliche Wirkungen nur in unmittelbarer Nähe des Bodens hervorrufen;

b) von festen Umwandlungsprodukten der Emanationen, welche in der Atmosphäre umherschwirren, sei es nun im freien Zustande, sei es mit Staubteilchen vereint. Wegen ihres Bestrebens, sich an feste Körper, in deren Nähe sie geraten, anzusetzen, können diese Umwandlungsprodukte der Emanationen nicht fertig gebildet aus dem Boden hervorkommen. Es muß daher die gesamte Menge der in der Luft vorhandenen Produkte dieser Art aus dem Zerfall der Emanationen herrühren, die aus dem Boden in die Luft übergegangen sind. — Aus den oben mitgeteilten Versuchen scheint nun hervorzugehen, daß unter normalen Verhältnissen, das heißt bei gutem Wetter und bei schwachem Winde, von der gesamten Anzahl der aus dieser Ursache in der Volumeneinheit der Luft in ungefähr 6 Meter Höhe über dem Boden in einem großen Garten zu Rom gebildeten Ionen 5 bis 10 v. H. von Thorium *B* und Thorium *C* herrühren;

c) von den Umwandlungsprodukten der Emanationen, die an solchen Körpern haften, welche dauernd der Luft ausgesetzt bleiben. Die Versuche mit der Aktivierung des Drahtes zeigen nun, daß an einem zu einem negativen Potential von 450 bis 500 Volt aufgeladenen Körper, der dauernd auf einer Plattform, 6 Meter über der Erdoberfläche, zu Rom der Luft ausgesetzt ist, der Anteil der induzierten Radioaktivität vom Thoriumtypus, wie wir gesehen haben, zwischen 40 und 75 v. H. der gesamten Aktivität schwankt. Bedenkt man nun, daß die Umwandlung der Thoriumemanation, zumal an windstillen Tagen, zum größten Teil in unmittelbarer Nähe des Bodens vor sich gehen muß, so erscheint der Schluß gerechtfertigt, daß unter dem Einfluß des elektrostatischen Erdfeldes die Bodenoberfläche den größeren Teil des Thorium *A* unmittelbar nach seiner Entstehung aufnimmt. Das führt meiner Ansicht nach zu dem Schlusse, daß ein großer Teil der von Rutherford und Cooke entdeckten durchdringungskräftigen Strahlung von Thorium *B* herrühren muß.

Aus den zuletzt beschriebenen Versuchen geht endlich hervor, daß die Menge der Thoriumemanation, welche durch einfache Diffusion aus der Flächeneinheit des Erdreichs in der Umgebung des Physikalischen Instituts zu Rom entbunden wird, so groß ist, als wenn dieses Erdreich in jedem Gramm 0,0000145 Thorium in Form von Hydroxyd enthalten würde. Es ist weiter zu beachten, daß diese Zahl, wenn man berücksichtigt, daß das Hydroxyd die am stärksten emanierende Thoriumverbindung ist, einen Mindestwert darstellt. Bedenkt man nun, daß, analog wie dies beim Radium der Fall ist, auch der Zerfall der Produkte der Thoriumfamilie von einer Wärmeentwicklung begleitet ist, so scheint es von Interesse, analog wie Strutt dies für Radium getan hat, auch zu untersuchen, wie groß der Einfluß sein mag, den die Anwesenheit des Thoriums im Boden auf den Wert des geothermischen Gradienten ausübt.

Indessen erscheint es offenbar nicht angängig, sich zum Zwecke einer derartigen Untersuchung auf ein solches Versuchsergebnis zu stützen wie das hier mitgeteilte. Ich habe deshalb vor einiger Zeit Versuche angestellt, welche bezwecken, mit der größtmöglichen Genauigkeit den in einer gewissen Anzahl von Gesteinen verschiedener Natur und verschiedener Herkunft vorhandenen Gehalt an Thorium zu bestimmen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werde ich in einer weiteren, demnächst erscheinenden Veröffentlichung mitteilen. Jedenfalls kann ich schon heute sagen, daß die bisher erhaltenen Ergebnisse zu beweisen scheinen, daß, was die Radioaktivität der Erdrinde an-

1) Dieser Wert ist zwar von derselben Größenordnung, aber doch einigermaßen niedriger als der, den ich in meinem Bericht über die Radioaktivität auf dem ersten Kongreß der Società Italiana per il Progresso delle Scienze in Parma angegeben habe. (Vgl. Cim., Oktober 1907, und Le Radium, Dezember 1907.) Der damals mitgeteilte Wert war auf Grund von Vorversuchen abgeleitet worden.

langt, entgegen der bisherigen Ansicht, das Thorium als ein wesentlich wichtigeres Agens angesehen werden muß als das Radium.

Rom, Physikalisches Institut der Universität.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Februar 1908.)

Über den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver Emanation.

Von A. Gockel.

Ausgedehntere Messungsreihen über die Abhängigkeit des Emanationsgehaltes der Bodenluft von meteorologischen Faktoren liegen bis jetzt nur von Brandes[1]) in Kiel vor. Leider erstrecken auch diese sich nur auf die Zeit von Mitte März bis Ende August eines Jahres. Es erschien mir deshalb von Interesse, derartige Beobachtungen auch über die kältere Jahreszeit auszudehnen, um insbesondere den Einfluß einer Schneedecke und des Gefrierens des Bodens festzustellen.

Die Ursache der Änderung des Emanationsgehaltes in ein und derselben Tiefe findet Brandes vorwiegend in den Änderungen des Luftdruckes.

Andauerndes Sinken des Barometers während eines oder mehrerer Tage war nach ihm durchweg mit einer entsprechend langsamen Steigerung des Emanationsgehaltes verbunden und umgekehrt das Steigen des Luftdruckes mit der entsprechenden Abnahme des Emanationsgehaltes der Bodenluft. Doch fügt er die einschränkende Bemerkung hinzu: Besonders schnellen und starken Änderungen des Luftdruckes vermochten die im umgekehrten Sinne stattfindenden Schwankungen des Emanationsgehaltes nicht sofort zu folgen, so daß oft noch ein hoher Emanationsgehalt beobachtet wurde, wenn der Luftdruck auch schon wieder höhere Werte erreicht hatte. Ein Einfluß des Barometerstandes ließ sich überhaupt nicht sicher feststellen. Regenfälle schienen die Durchlässigkeit der Erdkapillaren zu beeinträchtigen und ließen deshalb die angegebene Abhängigkeit des Emanationsgehaltes vom Barometerstande nicht so deutlich zutage treten. Kähler[2]), der später am gleichen Orte noch einige weitere Beobachtungen vornahm, erhielt sogar im Mittel bei steigendem Barometer höhere Werte als bei sinkendem.

Meine Beobachtungen bestätigten, um das Resultat hier gleich anzuführen, zum Teil die Folgerungen von Brandes. Als wichtigstes Resultat meiner Messungen möchte ich indessen die Wahrnehmung hervorheben, daß die Schwankungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft in einer gewissen Tiefe in erster Linie durch die Änderungen der Durchlässigkeit des Erdbodens und erst in zweiter durch die Luftdruckschwankungen bedingt sind. Regen, besonders aber das Gefrieren des Bodens, vermindert die Durchlässigkeit und vermehrt infolgedessen den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver Emanation.

Während das von Brandes beobachtete Minimum des Emanationsgehaltes sich zum Maximum verhält wie 1 : 1,4, fand ich für dasselbe Verhältnis und in derselben Tiefe von 1 m den Wert 1 : 4, und zwar wurde das Maximum am Ende einer längeren Frostperiode beobachtet.

Die von mir angewandte Beobachtungsmethode war die übliche. Mittels einer Saugflasche wurde unter eine mit Fenstern versehene Metallglocke von 10 Liter Inhalt, unter welcher ein Elektroskop nach Elster und Geitel mit Spiegelablesung nebst aufgesetztem Zerstreuungskörper stand, jeweils 6 Liter Bodenluft eingesaugt. Diese Luft wurde auf einem Rasenplatz im Garten aus einem Meter Tiefe entnommen vermittelst einer von der Firma Günther & Tegetmeyer gelieferten, mit Bohrer und Schlauchansatz versehenen, zirka 1 cm weiten Messingröhre. War die Glocke mit Zimmerluft gefüllt, so betrug der Zerstreuungsverlust ungefähr 12 Volt in der Stunde. Bei der Füllung mit der angegebenen Menge Bodenluft stieg derselbe auf das 10—40fache dieses Betrages. Um zu verhindern, daß die Isolation des Elektroskops durch die feuchte Bodenluft mangelhaft wurde, war unter die Glocke ein Schälchen mit metallischem Natrium gestellt; außerdem mußte die Luft, bevor sie unter die Glocke trat, eine mit entwässertem Chlorkalzium gefüllte Flasche passieren. Dabei wurde sie auch eines Teiles der mitgebrachten Ionen beraubt. Der Maximalwert der Ionisation unter der Glocke trat daher, wie auch von anderer Seite beobachtet wurde, erst 3—4 Stunden nach dem Einlassen der Bodenluft auf. Die im folgenden angegebenen Werte der Zerstreuung sind stets die Maximalwerte, unter Abzug der sogenannten natürlichen, d. h. stets vorhandenen Zerstreuung von 12—15 Volt pro Stunde. Für genaue Messungen wäre auch noch ein Abzug der Ionisation nötig, welche durch die auf den Wänden des Gefäßes induzierte Aktivität erzeugt wurde. Dieselbe ließ sich durch Abheben der Glocke und Wiederaufsetzen nach Füllung mit Zimmerluft leicht messen. Natürlich mußte aus der bekannten Abklingungskonstante der induzierten Aktivität der Wert derselben für die Zeit der zu korrigierenden Zerstreuungsmessung rückwärts berechnet werden. Um aus meinen Zerstreuungsmessungen den absoluten

1) Inauguraldissertation, Kiel 1905.
2) Kähler, Meteor. Zeitschr. 23, 253, 1906.

Wert des Emanationsgehaltes in Mache-Einheiten[1]) berechnen zu können, habe ich diese Messungen des Betrages der induzierten Aktivität einige Male ausgeführt. Ständig die entsprechende Korrektion an den gemessenen Zerstreuungswerten anzubringen, habe ich nicht für nötig gehalten, da es mir ja hauptsächlich auf die Verfolgungen der Schwankungen des Emanationsgehaltes ankam und der Betrag der induzierten Aktivität mit dem an Emanation steigen und fallen mußte, zudem war die Korrektion relativ klein. Die Kapazität des ganzen Apparates betrug 10 cm, woraus sich die gemessenen Stromstärken zu $1,1-4,4 \times 10^{-3}$ E.S.E. berechnen. Da 6 Liter Bodenluft verwendet wurden, so beträgt der Emanationsgehalt eines Liters, in Mache-Einheiten ausgedrückt, 0,2—0,75. Ebert fand in München einen höheren Wert, nämlich 1,1. Die von Brandes erhaltenen Zahlen lassen sich nicht exakt umrechnen, da er die elektrische Kapazität seiner Apparate nicht angibt. Der Emanationsgehalt eines aus 2 m Tiefe geschöpften Liters Bodenluft scheint mir in Kiel, wenn die von mir aus den angegebenen Dimensionen des Apparates auf die elektrische Kapazität gezogenen Schlüsse richtig sind, zwischen den von Ebert und dem von mir gefundenen zu liegen.

Die Entnahme der Bodenluft geschah hier in der Regel 9 a. m. Die Zerstreuung, welche die Bodenluft in dem Untersuchungsgefäße hervorrief, war im allgemeinen unipolar, d. h. die Zerstreuungsgeschwindigkeit negativer Ladungen war um einige Prozente höher als die positiver. Die von mir angegebenen Zahlen beziehen sich stets auf die Zerstreuung positiver Ladungen. Die Abklingungsgeschwindigkeit war die der Radiumemanation.

Von den Einzelresultaten mögen folgende angeführt werden: Ohne daß Niederschläge fielen, sank vom 10. auf 12. November das Barometer um 8 mm, entsprechend stieg der Emanationsgehalt von 240 auf 345. Am 9. März ferner, als das Barometer innerhalb der der Beobachtung vorangehenden 15 Stunden ebenfalls um 8 mm fiel und seinen Fall auch noch fortsetzte, stieg der Emanationsgehalt von 180 auf 205. Vom 28. auf den 29. November stieg bei gleichbleibendem Wettercharakter das Barometer um 5 mm, dementsprechend fiel der Emanationsgehalt von 200 auf 140.

In viel höherem Grade aber machen sich die Änderungen der Durchlässigkeit des Bodens bemerkbar. Am 19. Februar war der Emanationsgehalt 490. Am darauf folgenden Tage trat Tauwetter ein, und trotz sinkendem Barometer sank auch der Emanationsgehalt bis zum 21. auf 140 und hielt sich auf diesem Betrag während des Restes des Monates. Als am 3. März die Bodentemperatur, gemessen in 5 cm Tiefe, wieder auf $-0,4^0$ sank, stieg auch trotz zunehmendem Luftdruck der Emanationsgehalt wieder auf 200. Niederschläge, besonders Regen, führen durchweg eine Erhöhung des Emanationsgehaltes mit sich. Vom 12. auf den 14. Dezember stieg infolge von Regenböen der Emanationsgehalt von 165 allmählich auf 305. Als am 15. und 16. das Barometer von 690 auf 700 mm stieg, und an Stelle der Regenböen vereinzelte, allmählich schwächer werdende Schneegestöber traten, fiel auch Eg. (Emanationsgehalt) wieder auf 120. Sogar äußerst schwache im Ombrometer kaum meßbare Niederschläge können auch bei steigendem Barometer den Emanationsgehalt der Bodenluft erhöhen. Schneefall beeinflußt Eg. nicht, offenbar weil kein Schneewasser in den Boden eindringt und der Schnee ein Entweichen der Bodenluft in die Schneedecke selbst, wo die Emanation dann allerdings zurückgehalten wird, gestattet. In der Nacht vom 28. auf den 29. Februar bildete sich eine Schneedecke von 11 cm Höhe, trotzdem und trotz dem stark fallenden Barometer (10 mm in 24 Stunden) ging Eg. von 155 auf 145 herunter. Die Bodentemperatur schwankte zwischen 0^0 und $+2^0$. Als am 3. März die Bodentemperatur auf $-0,4^0$ sank, stieg trotz steigendem Barometer Eg. auf 200, wahrscheinlich auch deshalb, weil die Schneedecke bei der mittags bis auf $+10^0$ steigenden Lufttemperatur allmählich geschmolzen und so Wasser in den Boden eingedrungen war. Wenn bei böigem Wetter das Barometer tagelang nur Schwankungen von 1—2 mm Amplitude aufweist, vermindert sich die in 1 m Tiefe vorhandene Emanationsmenge — selbst wenn die Resultierende der verschiedenen Bewegungen schließlich eine Abnahme des Barometerstandes ist.

Die Annahme Eberts, daß bei solchem Wetter Luft in stärkerem Maße aus dem Boden austritt, erscheint demnach begründet.

Eine Schwierigkeit bleibt übrig. Die größte Ansammlung von Emanation in einer gewissen Tiefe ergab sich bei gefrorenem Boden. Unter denselben Umständen fanden aber Beobachter an den verschiedensten Orten auch den stärksten Gehalt der atmosphärischen Luft an radioaktiver Emanation. Wo rührt diese her, wenn sie nicht aus dem Boden austreten kann? Die Messungen von Eve[1]) auf dem Atlantischen Ozean haben zwar gezeigt, daß die Emanation auch auf weite Strecken durch den Wind verschleppt werden kann, es ist aber doch schwer einzusehen, aus welchen Gegenden etwa die hohen, bei starkem Frost in Kanada oder im

1) H. Mache, Wiener Sitzungsber. **113**, IIa, 1336, 1904.

1) S. A. Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906.

abgeschlossenen Hochtale von Arosa beobachteten Beträge der Atmosphäre an Emanation stammen sollen, zumal im Gebiete einer Antizyklone die Luftbewegung schwach ist. Will man nicht annehmen, daß die bei dieser Wetterlage gemessenen Emanationsbeträge durch die absteigende Luftströmung aus den höheren Schichten der Atmosphäre herabgetragen werden, so bleibt nur die Annahme übrig, daß infolge der Windstille und der absteigenden Luftbewegung die Emanation sich in der Nähe des Erdbodens ansammelt und so trotz der geringen Menge, die dem Erdboden entströmt, eine Anreicherung in den untersten Schichten der Atmosphäre stattfindet. Eine Entscheidung zwischen den beiden Annahmen wird sich erst treffen lassen, wenn wir einmal über die Verteilung der Emanation in der Atmosphäre in vertikaler Richtung unterrichtet sind. Zurzeit wissen wir darüber noch gar nichts. Beobachtungen im Ballon nach dieser Richtung scheinen mir von hohem Werte zu sein.

Wichtiger als die Kenntnis der Emanationsmengen, die sich in einer gewissen Tiefe des Bodens ansammeln, ist die Kenntnis des Betrages der in der Zeiteinheit aus dem Boden in die Atmosphäre austretenden. Ich habe deshalb die Messungen über den Emanationsgehalt in 1 m Tiefe vorläufig abgebrochen und mich dem letztgenannten Problem zugewendet.

Freiburg (Schweiz), März 1908.

(Eingegangen 22. März 1908.)

Über die von den Herren Sarasin und Tommasina erhaltenen Kurven der induzierten Radioaktivität.

Von J. Danne.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) haben die Herren Sarasin und Tommasina das Gesetz der Entaktivierung solcher Körper untersucht, welche durch Radiumemanation aktiviert worden waren.

Die zur Verwendung gelangenden Körper waren Metalldrähte, die zum Teil blank, zum Teil mit einem Isoliermittel wie Kautschuk oder Paraffin überzogen waren. Diese Drähte wurden unter einem positiven oder negativen Potential aktiviert. Der aktivierte Draht wurde spiralig aufgerollt und in einem bestimmten Abstand von dem isolierten Zylinder eines Elektroskops nach Elster und Geitel angebracht. Zwischen den Zylinder und den aktivierten Draht konnten Schirme aus Metalldrahtnetzen eingeschaltet werden. Die Messungen erfolgten in der Weise, daß dem Elektroskop abwechselnd eine positive und eine negative Ladung erteilt wurden. Stellt man die Ergebnisse dadurch graphisch dar, daß man als Abszissen die Zeiten und als Ordinaten die Logarithmen der am Elektroskop gemessenen Stromstärken aufträgt, so stellt man fest, daß die Kurve, welche die bei einer positiven Ladung erhaltenen Punkte verbindet, nicht dieselbe ist, die man erhält, wenn man die bei einer negativen Ladung gefundenen Punkte verbindet. Der Wert der Stromstärke ist bei Ladung des Elektroskops von einem gegebenen Vorzeichen größer als bei Ladung von dem entgegengesetzten Vorzeichen.

Der Umstand, daß das Elektroskop positiv oder negativ geladen wird, kann das Entaktivierungsgesetz der aktivierten Körper in keiner Weise beeinflussen. Man muß daher die Erklärung für diese Versuche in anderen Erscheinungen suchen.

Ich habe nun im Laboratorium der Frau Curie einige Versuche angestellt, deren Ergebnisse beweisen, daß die von den Herren Sarasin und Tommasina beobachteten Erscheinungen bei Berücksichtigung der Feldverteilung in den verschiedenen Teilen des Meßapparates leicht erklärt werden können.

Körper, die mit einem Dielektrikum überzogen sind. — Ich habe unter ein wenig abweichenden Bedingungen die Versuche der Herren Sarasin und Tommasina wiederholt.[1]) Die Ergebnisse, welche ich erhalten habe, stimmen mit denen der genannten Forscher überein. Sie lassen sich folgendermaßen erklären: Während der Aktivierung erzeugt die Emanation im Gase Ionen von beiderlei Vorzeichen. Wenn man den Draht auf ein hohes Potential bringt, so transportiert das so entstehende Feld die Ionen von einem Vorzeichen auf das Dielektrikum. Während der Entaktivierung können die angehäuften Ladungen unter dem Einfluß eines Feldes, das den entgegengesetzten Richtungssinn hat wie das während der Aktivierung entstandene, frei werden. Sie tragen alsdann zur Erhöhung der Stromstärke bei. Ein Feld vom gleichen Sinne, wie das während der Aktivierung erregte, sucht indessen die auf dem Dielektrikum verteilte Ladung zu vernichten. Diese Anschauungsweise wird durch folgenden Versuch gestützt.

Eine mit einer dünnen Paraffinschicht überzogene Kupferscheibe wird auf ein negatives Potential von 900 Volt geladen und in geringe Entfernung von einer geerdeten Poloniumplatte gebracht. Nach drei Stunden ist festzustellen,

1) C. R. **145**, 420 u. 480, 1907. — Arch. des Sc. phys. et nat., Nov. 1907. — Diese Zeitschr. **9**, 53, 1908.

1) Die Einzelheiten der Versuche und die graphische Darstellung der Ergebnisse sollen in der Zeitschrift „Le Radium" zur Veröffentlichung gelangen.



daß die Scheibe positiv geladen ist. Unter der Wirkung des Feldes haben sich die positiven Ionen auf dem Paraffin festgesetzt. Bringt man die Scheibe in einen Plattenkondensator mit einem Felde von entgegengesetzter Richtung wie das vorige, so verliert sie allmählich ihre Ladung. Der Ladungsverlust verrät sich am Kondensator durch das Entstehen eines beständig abnehmenden Stromes.

Aus diesem Versuche geht hervor, daß bei einem bestimmten Sinne des Feldes das Verschwinden der Ladung eine Erscheinung induzierter Radioaktivität vortäuscht. Es besteht indessen zwischen beiden Erscheinungen ein grundlegender Unterschied. Die induzierte Radioaktivität ist durch ein unveränderliches und für beide Feldrichtungen identisches Entaktivierungsgesetz charakterisiert. Die Entladung eines geladenen Dielektrikums ist mit den äußeren Bedingungen wesentlich veränderlich; überdies findet die Entladung nur bei einem bestimmten Sinne des Feldes statt.

Hat man es mit aktivierten Körpern zu tun, so begünstigt ein einziger Sinn des Feldes das Entweichen der Ladung, und bei eben diesem Feldsinne hat die Stromstärke einen Höchstwert. Bei einem entgegengesetzt gerichteten Felde ist der Strom anfänglich sehr schwach. Es kann nämlich nicht nur die auf dem Dielektrikum verteilte Ladung nicht von diesem entweichen, sondern sie sucht außerdem noch das Feld in dem Kondensator zu vernichten. In dem Maße, wie die Ladung verschwindet, nimmt der Wert der Stromstärke zu, bis die gesamte Ladung zerstreut ist. In diesem Augenblick erreicht die Kurve die für ein entgegengesetzt gerichtetes Feld gewonnene und superponiert sich ihr.

Eine lang andauernde Aktivierung und ein hohes Potential sind Bedingungen, welche das Auftreten zweier deutlich getrennter Zweige begünstigen.

Metalldrahtnetze. — Die Erscheinungen, welche man bei Anwendung von Metalldrahtnetzen beobachtet, sind einem Transport von Ionen eines Vorzeichens durch die Maschen des Metalldrahtnetzes zuzuschreiben. Der Überschuß an Ionen eines Vorzeichens in dem Raume zwischen dem Metalldrahtnetz und der oberen Platte des Kondensators, der mit dem Elektrometer verbunden ist, bildet die Ursache für die Unsymmetrie des Stromes in diesem Raume.

Der Ionentransport wird durch ein örtliches Feld veranlaßt, das sich aus einer elektromotorischen Kraft infolge der Berührung zwischen der aktiven Substanz und dem Metalldrahtnetz ergibt. Die Größe und die Richtung dieses örtlichen Feldes, und demzufolge das Vorzeichen der nach dem Netz zu transportierten Ionen, hängen von der Größe und dem Richtungssinn der kontaktelektromotorischen Kraft ab.

Bringt man zwischen dem Metalldrahtnetz und der aktiven Substanz eine gleich große oder größere elektromotorische Kraft an, aber vom entgegengesetzten Sinne wie die kontaktelektromotorische Kraft, so beseitigt man damit die Unsymmetrie der Ströme.

Diese Ergebnisse gestatten, für die Beobachtungen über das Entaktivierungsgesetz einer aktivierten Metallscheibe bei Messung des Wertes der durch ein Metalldrahtnetz fließenden Stromstärke die Erklärung zu geben. Wir wollen einmal annehmen, die aktivierte Scheibe bestehe aus Kupfer; sie möge in bestimmtem Abstande von einem Netz aus galvanisierten Eisendrähten aufgestellt sein, und wir wollen den Strom zwischen dem Metalldrahtnetz und der oberen Platte eines mit dem Elektrometer verbundenen Kondensators messen. Die kontaktelektromotorische Kraft zwischen Kupfer und Zink erzeugt ein vom Zink zum Kupfer gerichtetes Feld, und die in diesem Raume enthaltenen Ionen bewegen sich auf das Zink zu. Wenn das äußere Feld zwischen dem Netz und der oberen Kondensatorplatte denselben Sinn hat wie das örtliche Feld, so können die positiven Ionen durch das Netz hindurch vordringen; sie, werden dann von dem Elektrometer aufgefangen und tragen zur Erhöhung der Stromstärke bei. Ist das Feld vom entgegengesetzten Sinne, so werden die positiven Ionen von dem Metalldrahtnetz aufgehalten.

Das Entaktivierungsgesetz ist für beide Feldrichtungen dasselbe, wenn man die Intensität der durch ein Metalldrahtnetz gehenden Strahlung mißt, immer vorausgesetzt, daß zwischen dem Netz und der aktivierten Platte ein Feld vom entgegengesetzten Sinne erregt ist wie das von der kontaktelektromotorischen Kraft herrührende.

Die Herren Sarasin und Tommasina haben verschiedene Ergebnisse mitgeteilt, welche sie erhalten haben, als sie Körper benutzten, die mit einem Dielektrikum überzogen und die bei positiver oder negativer Ladung aktiviert worden waren, und deren Entaktivierungsgesetz durch Metalldrahtnetze untersuchten. Die beobachteten Erscheinungen lassen sich mit Hilfe der obigen Ergebnisse leicht erklären.

Paris, Faculté des Sciences, 24. Februar 1908.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. März 1908.)

Über Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Bemerkung zu dem Aufsatz von Herrn Rendahl.[1])

Von Max Wien.

Auf meine kurze Voranzeige einer Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen[2]) hin hat Herr Rendahl diese Methode, ehe er sie irgend genauer kannte, einer abfälligen Kritik unterzogen.

Wenn Herr Rendahl meine ausführlicheren Mitteilungen abgewartet hätte, so würde er daraus ersehen haben:

1. daß meine Methode auf Eigenschaften des Funkens begründet ist, auf die ich erst durch die Versuche mit Zischfunken geführt wurde, und die Herr Brandes, wie aus den Angaben Herrn Rendahls zu entnehmen ist[3]), weder erkannt noch ausgenutzt hatte. Auf denselben Eigenschaften beruht im Prinzip ebenfalls die erst auf meine Zischfunkenversuche hin konstruierte *Hg*-Lampe der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie,
2. daß die Methode sich besonders gut zur exakten Messung kleiner Dekremente eignet,
3. daß eine „künstliche" Dämpfung des Erregerkreises zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen nicht erforderlich ist,
4. daß der Wirkungsgrad dabei nicht so klein ist, wie Herr Rendahl ihn angibt, sondern bei richtiger Anordnung annähernd der gleiche wie bei der *Hg*-Lampe.

Letzteres wird außer durch meine eigenen Versuche auch noch durch eine im Braunschweiger physikalischen Institut von Herrn Espinosa ausgeführte demnächst zu veröffentlichende Untersuchung bewiesen, bei der die Wirkung von Einfach- und Mehrfachfunkenstrecken in Luft und Wasserstoff mit derjenigen der *Hg*-Lampe verglichen wurde.

1) Ragnar H. Rendahl, diese Zeitschr **9**, 203, 1908.
2) M. Wien, diese Zeitschr. **9**, 49, 1908.
3) Nach irgendeiner Veröffentlichung über die Methode von Herrn Brandes habe ich in der Literatur vergeblich gesucht.

Danzig-Langfuhr, 27. März 1908.

(Eingegangen 27. März 1908.)

Zur Theorie der Dispersion.

Von L. Mandelstam.

In zwei kürzlich erschienenen Aufsätzen[1]) habe ich folgende Frage, welche mir ein prinzipielles Interesse zu haben scheint, zu beantworten gesucht: Ergibt das Modell, welches jetzt allgemein den elektromagnetischen Theorien der Dispersion zugrunde gelegt wird, eine Extinktion bei einem geordneten Vorgang, etwa bei dem Durchgang einer ebenen Welle dadurch, daß ein Teil der Energie von den Resonatoren durch Strahlung zerstreut wird, oder nicht? Diese Frage wurde von Herrn Planck in seiner Dispersionstheorie im positiven Sinne beantwortet. Ich bin dagegen auf zwei verschiedenen Wegen zu dem Resultat gekommen, daß in einem optisch-homogenen Medium eine solche Zerstreuung nicht zustande kommen kann.

1) L. Mandelstam, diese Zeitschrift 8, 608, 1907 und Ann. d. Physik (4) **23**, 626, 1907.

Ich komme m. a. W. zum Schluß, daß das Plancksche Modell überhaupt keine Rechenschaft über die Schwächung einer durchgehenden Welle zu geben imstande ist.

Speziell in meinem zweiten Aufsatze[1]) glaube ich gezeigt zu haben, daß das entgegengesetzte Resultat des Herrn Planck auf ein nicht einwandfreies Rechnen zurückgeführt werden muß.

Herr Planck[2]) betrachtet meine Rechnungen als inkorrekt. Aus seiner Motivierung glaube ich ersehen zu müssen, daß ich mißverstanden wurde. Herr Planck sagt u. a.: „Wenn man, wie Herr Mandelstam es im Unterschied zu der gewöhnlichen, auch von mir benutzten, abgekürzten Darstellung tut, bei Betrachtung der in einer kleinen Kugel enthaltenen Resonatoren statt des zeitlichen Mittelwerts der Momente die Einzelwerte benutzt, so steigert man allerdings damit die Genauigkeit um einen Grad."

Ich habe nun gar nicht genauer rechnen wollen, als es Herr Planck tut. Die Genauigkeitsgrenze, die auch ich festhalten will, ist von ihm selbst dadurch festgelegt, daß er in der Schwingungsgleichung eines Resonators[3]) das Glied mit $\dddot{p}$ beibehält. Ich habe jedoch darauf aufmerksam gemacht, daß bei der Berechnung der Differenz zwischen dem Mittelwert der Feldintensität und der erregenden Kraft Herr Planck diese Genauigkeit nicht wahrt, indem er Glieder von der Ordnung von $\dddot{p}$ vernachlässsigt, und daß die Berücksichtigung aller Glieder diessr Ordnung für $\dddot{p}$ den Koeffizienten 0 ergibt. Dieses entscheidet die prinzipielle Frage über die Extinktion im Gegensatz zu Herrn Planck, wie eingangs gesagt wurde. Weil ich nun mein Resultat vollständig aufrecht erhalten zu können glaube, will ich auf die Frage nochmals näher eingehen. Ich will eine etwas andere Darstellung wählen, welche mir physikalisch natürlicher zu sein scheint und zugleich den Einwand des Herrn Planck widerlegt: mein Resultat käme nur zustande infolge

1) l. c. diese Zeitschrift.
2) M. Planck, diese Zeitschrift **8**, 906, 1907.
3) M. Planck, Sitzungsber. d. königl. Preuß. Akademie **24**, 486, 1902, Gl. (19).



Nichtbeachtens des Umstandes, daß die einzelnen Resonatoren ungleiche Momente besitzen.[1]) Ich gehe wieder von den folgenden Grundgleichungen aus

$$\left.\begin{array}{l} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = c \operatorname{curl} \bar{H} \\ \qquad\qquad \bar{D} = \bar{E} + 4\pi N \bar{p} \\ \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -c \operatorname{curl} \bar{E} \end{array}\right\} (1)^{2)}$$

Darin bedeutet N die Zahl der Resonatoren pro Volumeinheit, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; $\bar{E}$, $\bar{H}$, $\bar{p}$ sind Mittelwerte der elektrischen, bezw. magnetischen Feldintensität und des elektrischen Momentes der Resonatoren. Diese Mittelwerte müssen wir uns folgendermaßen gebildet denken. Wir greifen einen Raumteil R heraus, dessen lineare Dimensionen klein gegen die Wellenlänge sind, der aber noch sehr viele Resonatoren enthält. Bezeichnen wir mit E_P die tatsächlich vorhandene Feldintensität in irgendeinem Punkte P von R, so ist

$$R\bar{E} = \int_R E_P d\tau.$$

Wenn ferner p das Moment irgendeines Resonators in R bedeutet, so ist

$$N_1 \bar{p} = \Sigma p,$$

wo N_1 die Zahl der Resonatoren in R bezeichnet.

Ich betrachte einen linearpolarisierten Vorgang, etwa eine linearpolarisierte ebene Welle, so daß ich mich auf die Betrachtung einer Komponente, etwa der z-Komponente, der elektrischen Feldintensität und des Momentes beschränken kann. Bei den weiteren Auseinandersetzungen werde ich also unter elektrische Feldintensität und Moment immer die z-Komponente dieser Größen verstehen. Die Gl. (1) reduzieren sich nach Elimination von $\bar{H}$ auf:

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} + 4\pi N \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2}. \qquad (1a)$$

Es soll eine Gleichung zwischen $\bar{E}$ und $\bar{p}$ aufgestellt werden.

Ich denke mir den Raum R in Zellen eingeteilt derart, daß jede Zelle nur einen Resonator enthält. Da nun der Abstand zweier Resonatoren immer sehr groß im Vergleich zu den linearen Dimensionen der Resonatoren selbst ist, so wird das gleiche auch für die linearen Dimensionen der Zellen gelten.

Im übrigen können wir alle Zellenräume uns gleich groß denken, so daß jedes Zellenvolumen C den Wert hat

$$C = \frac{1}{N}.$$

Wenn wir nun mit E_c den Mittelwert der Feldintensität über eine Zelle bezeichnen, so ist

$$N_1 \bar{E} = \sum^{N_1} E_c. \qquad (2)$$

Wir betrachten irgendeinen Resonator $\mathfrak{R}$. Die Resonatoren denke ich mir gebildet durch bewegliche Elektronen, mit der Gesamtladung e und der konstanten Dichte ϱ, welche an eine Ruhelage durch eine quasi elastische Kraft gebunden sind. Über den Ursprung dieser Kraft sollen keine speziellen Voraussetzungen getroffen werden; sie gehört zu den inneren Kräften des Resonators. Sämtliche Resonatoren sollen gleich beschaffen sein. Die Bewegungsgleichung des Elektrons wird erhalten, indem man die Summe F aller auf das Elektron wirkenden Kräfte gleich 0 setzt,

also $F = 0$.

F setzt sich zusammen aus einem elektrischen und einem elektromagnetischen Teil. Wir wollen uns beschränken in Übereinstimmung mit Herrn Planck und anderen Autoren auf die Betrachtung der Glieder, welche linear in bezug auf die Feldintensität, die Geschwindigkeit und deren Ableitungen nach der Zeit sind. Infolgedessen brauchen wir uns weiter um den elektromagnetischen Teil der Kraft nicht zu kümmern.

Wir zerlegen nun E_c in zwei Summanden

$$E_c = E_{1c} + E_{2c}, \qquad (3)$$

wo E_{1c} den Mittelwert des Teiles der Feldintensität bedeutet, welcher von außen herrührt und E_{2c} den Mittelwert des Teils, welcher von dem Elektron des in der Zelle gelegenen Resonators erzeugt wird. Wir zerlegen entsprechend F

$$F = F_1 + F_2 = 0. \qquad (4)$$

F_1 bedeutet den Teil der Kraft, welcher von außen auf das Elektron wirkt; F_2 die inneren Kräfte des Resonators. Aus (3) und (4) erhalten wir

$$E_c = \left(E_{1c} - \frac{F_1}{e}\right) + \left(E_{2c} - \frac{F_2}{e}\right). \qquad (5)$$

Die Größe in der ersten Klammer ist unabhängig von dem Moment des Resonators $\mathfrak{R}$. Sie ist gleich der Differenz zwischen dem Mittelwert der von außen herrührenden Feldintensität über die Zelle und der von außen herrührenden Feldintensität an der Stelle, wo sich der Resonator befindet. Es ist ebenso wahrscheinlich, daß diese Differenz positiv, wie daß sie negativ ist. Deswegen ist der wahrscheinliche Wert von

$$\Sigma\left(E_{1c} - \frac{F_1}{c}\right)$$

über eine große Zahl von Zellen $= 0$.

---

1) Auch die von Herrn Planck angedeutete Rechenentwicklung (l. c.) führt, soviel ich sehe, nicht zu einer Korrektion an meinem Resultat.

2) Diese Gleichungen reduzieren sich bei der zu behandelnden Frage auf die einfache Form (vgl. S. 4, 1a).

Es handelt sich jetzt um die Berechnung von

$$E_{2c} - \frac{F_2}{e}.$$

Es ist

$$\frac{F_2}{e} = -\frac{\varrho}{2e \cdot \tau \cdot c^2}\int\limits_\tau d\tau' \int\limits_\tau \frac{r^2 + (z' - z)^2}{r^3} d\tau \frac{d^2 p}{dt^2} + \frac{2}{3c^3}\frac{d^3 p}{dt^3} - ap.^{1)} \qquad (6)$$

τ bezeichnet das Volumen des Elektrons, $-eap$ ist die quasi elastische Kraft.

Der Koeffizient von $-\frac{d^2 p}{dt^2}$ ist nichts anderes als $\frac{m}{e^2}$, wo m die Masse des Elektrons bedeutet.

Es ist weiter

$$E_{2c} = -\frac{\varrho}{2e\,C \cdot c^2}\int\limits_C d\tau' \int\limits_\tau \frac{r^2 + (z' - z)^2}{r^3} d\tau \frac{d^2 p}{dt^2} + \frac{2}{3c^3}\frac{d^3 p}{dt^3} - \frac{1}{C}\int\limits_C \frac{\partial \varphi}{\partial z'} d\tau. \qquad (7)$$

Denn es ist für jeden Punkt P der Zelle

$$E_{2P} = -\frac{\varrho}{2ec^2}\int\limits_\tau \frac{r^2 + (z' - z)^2}{r^3} d\tau \frac{d^2 p}{dt^2} + \frac{2}{3c^3}\frac{d^3 p}{dt^3} - \frac{\partial \varphi}{\partial z'}.^{2)} \qquad (8)$$

Darin bedeutet r den Abstand zwischen einem Punkte $P(x'y'z')$ der Zelle und einem Punkte (xyz) des Elektrons in einem bestimmten Moment; φ das elektrostatische Potential ebenfalls in einem bestimmten Moment, also das elektrostatische Potential des um die Strecke $\frac{p}{e}$ aus der Ruhelage verschobenen Elektrons.

Wir können und wollen in der Gl. (7) rechts den Mittelwert des elektrostatischen Feldes abziehen, welches das Elektron in seiner Ruhelage erzeugt. Wir können es tun, weil dieses Feld ein Potential besitzt, von der Zeit unabhängig ist und somit aus den Gl. (1) herausfällt. Wir wollen es tun, um den Ausdruck E_{2c} auf eine bequeme Form zu bringen.[3]

Wir bezeichnen das Potential des ruhenden Elektrons mit φ_1 und wollen nun den Ausdruck $B = -\frac{1}{C}\int\limits_C \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z'} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial z'}\right) d\tau$ berechnen. Es ist

$$\int\limits_C \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z'} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial z'}\right) d\tau = \int (\varphi - \varphi_1) \cos(\nu z)\, do$$

integriert über die Oberfläche o der Zelle (ν = äußere Normale), φ entsteht aus φ_1, indem man das Elektron um die kleine Strecke $\frac{p}{e}$ in der Richtung der z-Achse verschiebt. Da diese Strecke sehr klein im Vergleich zu den Dimensionen der Zelle ist, so können wir schreiben:

$$\varphi - \varphi_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial z}\frac{p}{e} = p\frac{\cos(rz)}{r^2},$$

es ist also

$$B = -p\int \frac{\cos(rz)\cos(\nu z)}{r^2} do.$$

B hat allerdings einen unbestimmten Wert, solange man keine Annahme über die Gestalt der Zelle macht. Die Überlegung erlaubt aber, B einen bestimmten Wert zuzuschreiben. Die Einteilung in Zellen, also auch die Form jeder Zelle, ist ganz unabhängig von der Wahl des Polarisationszustandes. Wir könnten z. B. genau dieselbe Zelleneinteilung haben und etwa y als Richtung der Feldintensität nehmen.

Dann hätte B den Wert B'.

$$B' = -p\int \frac{\cos(ry)\cos(\nu y)}{r^2} do,$$

oder entsprechend

$$B'' = -p\int \frac{\cos(rx)\cos(\nu x)}{r^2} do.$$

Als wahrscheinlichen Wert von B werden wir also den Mittelwert aus diesen drei verschiedenen Werten betrachten können.

Dann ergibt sich aber

$$B = -\frac{p}{3C}\int \frac{\cos(\nu z)\cos(rz) + \cos(\nu y)\cos(ry) + \cos(\nu x)\cos(rx)}{r^2} do = -\frac{4\pi}{3C}p = -\frac{4\pi N}{3}p.$$

Die Gl. (7) lautet nun:

$$E_{2c} = -\frac{\varrho}{2eCc^2}\int\limits_C d\tau' \int\limits_\tau \frac{r^2 + (z' - z)^2}{r^2} d\tau \cdot \frac{d^2 p}{dt^2} + \frac{2}{3e}\frac{d^3 p}{dt^3} - \frac{4\pi N}{3}p. \qquad (7a)$$

Wir bezeichnen den Koeffizienten von $\frac{d^2 p}{dt^2}$ in Gl. (7a) mit A. Dann wird die Gl. (5) mit Benutzung von (6) und (7a)

$$E_c = \left(E_{1c} - \frac{F_1}{e}\right) + \left(\frac{m}{e^2} - A\right)\frac{d^2 p}{dt^2} + \left(a - \frac{4\pi N}{3}\right)p. \qquad (9)$$

1) Vgl. H. A. Lorentz, Encyklopädie der Math. Wissenschaften V_2, 190, 1904.

2) Vgl. H. A. Lorentz, l. c., S. 189ff.

3) Physikalisch hat das offenbar folgende Bedeutung: das Molekül ist im Ruhezustand neutral. Es ist also eine Ladung vorhanden, welche jedenfalls in größeren Entfernungen ein gleich großes und dem Vorzeichen nach entgegengesetztes Potential besitzt, wie das bewegliche Elektron in seiner Ruhelage.

Nun ist A sehr klein im Vergleich zu $\frac{m}{e^2}$, denn A und $\frac{m}{e^2}$ sind, wie die Gl. (6) und (7) zeigen, Mittelwerte eines und desselben Ausdruckes, nämlich des ersten Integrals der Gl. (8). $\frac{m}{e^2}$ ist aber der Mittelwert über den Raum des Elektrons, A dagegen über den im Vergleich dazu sehr großen Raum der Zelle. Der Ausdruck selbst, von welchem der Mittelwert genommen wird, nimmt aber außerhalb des Elektrons mit zunehmendem r ab.

Dieselbe Gl. (9) gilt für jeden Resonator. Wir bilden

$$\frac{\sum^{N_1} E_c}{N_1}.$$

Und erhalten, indem wir das über $\left(E_{1c} - \frac{F_1}{e}\right)$ Gesagte berücksichtigen,

$$E = \frac{m}{e^2}\frac{d^2 p}{dt^2} + \left(a - \frac{4\pi N}{3}\right)p.$$

Diese Gl. in Verbindung mit Gl. (1a) gestattet den Brechungsexponenten zu bestimmen. Dieser ergibt sich reell; es ist also keine Extinktion durch Zerstreuung vorhanden.

Das wesentliche Resultat der ganzen Betrachtung liegt bereits in der Form der Gl. (9). Aus ihr folgt, daß in der Verknüpfungsgleichung zwischen $\bar{p}$ und $\bar{E}$ das Glied $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3 p}{dt^3}$, welches bei Herrn Planck die Extinktion bestimmt, herausfällt, und zwar unabhängig davon, ob die anderen Resonatoren dasselbe Moment haben oder nicht.

Dieses Resultat hat nichts zu tun mit dem Übergang, durch welchen man von E_c zu $\bar{E}$ gelangt; ebensowenig mit den Werten der Zusatzglieder, die an den Koeffizienten $\frac{m}{e^2}$ und a anzubringen sind.

Es kommt, wie die Gl. (6) und (7) zeigen, aus folgendem Grunde zustande:

Das schwingende Elektron übt denjenigen Teil der Kraft, welcher seine eigene Dämpfung bedingt, nicht nur auf sich selbst aus, sondern auf jede Ladung e, die sich von ihm in einem gegen die Wellenlänge kleinen Abstand befindet.[1]) Daß es so sein muß, ist physikalisch leicht einzusehen: Gesetzt, man hätte zwei Resonatoren in einem gegen die Wellenlänge kleinen Abstande voneinander. Man erteilt ihnen gleiche, aber entgegengesetzt gerichtete Momente und läßt sie dann ohne neue Energiezufuhr schwingen. Die Dämpfung durch Strahlung muß in diesem Falle sehr klein sein im Vergleich zu der Dämpfung durch Strahlung beim Schwingen eines einzelnen Resonators. D. h. aber, daß der dämpfende Teil der Kraft, welche das Elektron auf sich selbst ausübt, durch einen entsprechenden Teil der Kraft, welche von dem anderen Elektron auf ihn wirkt, kompensiert wird.

1) Mit anderen Worten: Die Feldintensität eines schwingenden Elektrons hat als Bestandteil in allen Entfernungen, die klein gegen die Wellenlänge sind, das konstante Glied: $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3 p}{dt^3}$. Deshalb fällt in der Gl., welche die Feldintensität in der Umgebung eines schwingenden Elektrons mit seinem Moment verbindet, dieses Glied weg.

Straßburg i/E., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 13. März 1908.)

Elektronentheorie und Valenzlehre.

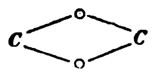
Von Hugo Kauffmann.

Die kürzlich in dieser Zeitschrift erschienene Abhandlung von J. Stark[1]) über „Energetik und Chemie der Bandenspektra" gibt mir Veranlassung, zum gleichen Thema das Wort zu ergreifen. Meine Untersuchungen über die Lumineszenz- und Fluoreszenzerscheinungen, ferner über den Zusammenhang zwischen Farbe und chemischer Konstitution haben mich schon längst zu ähnlichen Vorstellungen, naturgemäß mehr nach chemischer Richtung hin, gedrängt.

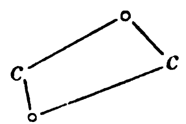
1. Die Schwierigkeit jeder elektrochemischen Theorie besteht schon seit Berzelius' Zeiten in dem Dualismus, der zwischen positivierenden und negativierenden Bestandteilen eines Moleküls bald versteckter, bald klarer hervortritt. Wenn auch in der Lehre von der elektrolytischen Dissoziation dieser Dualismus für die Salze, Säuren und Basen eine befriedigende, leicht verständliche Erklärung gefunden hat, so bleibt für die große Anzahl organischer Verbindungen und für viele anorganische Stoffe, die in Lösungen keine Ionen bilden, dieser Widerspruch in vollem Maße bestehen.

Die Elektronentheorie gestattet, diesen Dualismus zu umgehen, und darin liegt ihre große Bedeutung für die Chemie. Jeder Valenz entspricht ein Elektron, von Stark Valenzelektron genannt. Die Atome elektropositiver Elemente sind befähigt, Elektronen abzugeben, die Atome elektronegativer Elemente dagegen, Elektronen aufzunehmen. Die Kohlenstoffatome nehmen eine gewisse Mittelstellung ein. Sind zwei Kohlenstoffatome aneinander gebunden, so werden die Elektronen von beiden Atomen gleichzeitig beeinflußt. Symbolisch läßt sich dies folgendermaßen darstellen:

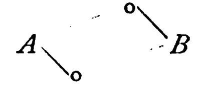
1) Diese Zeitschr. 9, 85, 1908.



Jeder kleine Kreis bedeutet ein Elektron, jeder Strich ein Kraftliniensystem, das vom Elektron zum Atom führt. In der Regel wird das Bild weniger symmetrisch zu gestalten sein, sondern eher so aussehen:



Allgemein wird eine einfache Bindung zwischen den beiden Atomen eines beliebigen Moleküls AB das Bild



erhalten, wobei je nach dem elektrischen Charakter die beiden Elemente A und B die Elektronen bald näher, bald weiter von A zu liegen kommen.

Die Summe der Kraftlinien, die von A über die Elektronen und zwar über beide hinweg nach B führen, mißt die Valenz von A und muß gleich der Einheit sein, wenn A einwertig vorausgesetzt wird. Diese Summe ist ebenso groß als die Gesamtheit der Kraftlinien, die von einem einzigen Elektron ausgehen. Das gleiche gilt für die Kraftlinien, die von B ausgehen.

Wie viele der Kraftlinien von A über das eine Elektron, wie viele über das andere führen, kann nur experimentell ermittelt werden.

2. Die doppelte Bindung zwischen zwei Kohlenstoffatomen nimmt die Gestalt von Fig. 1 an, wobei nur der Einfachheit halber eine symmetrische Zeichnung gewählt ist.

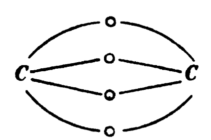


Fig. 1.

Die Zahl der Kraftlinien, die in den äußeren Raum gedrängt wird, ist infolge der stärkeren Anhäufung von Elektronen eine größere als bei der einfachen Bindung. — Soll eine Reaktion zwischen zwei Molekülen eintreten, so ist erforderlich, daß das eine Molekül in den Bereich der Kraftlinien des andern gelange. Je weiter hinaus sich nun die Kraftlinien gleich Fangarmen in den Außenraum erstrecken, um so reaktionsfähiger sind die Moleküle, und so ergibt sich aus der Elektronentheorie die große Reaktionsfähigkeit der Doppelbindung als einfache Konsequenz.

Auf die dreifache Bindung ist der Schluß leicht zu übertragen.

3. Sind in einem Molekül mehr als zwei Atome zugegen, so besteht die Möglichkeit, daß die vorhandenen Elektronen mit mehreren Atomen in Bindung stehen. Haben wir in einem Molekül, das eine Kette von drei mehrwertigen Atomen $A_1 \leftrightarrow A_2 \leftrightarrow A_3$ enthält, so kann für irgendeines, vielleicht auch für mehrere Elektronen, nachstehender Bindungstypus eintreten:

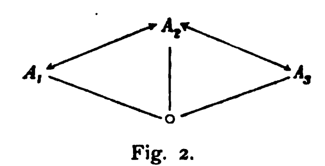


Fig. 2.

Die Symbole $\leftrightarrow$ haben denselben Sinn wie bei Stark und werden angewandt, wenn auf die an einer Verkettung zweier Atome beteiligten Elektronen keine Rücksicht genommen werden soll.

In der Sprache der Thieleschen Lehre von der Partialvalenz wird dieser Bindungstypus durch das Schema ausgedrückt:

$$A_1 — A_2 — A_3$$

und bedeutet dann nichts anderes, als daß eine Valenz des Atoms A_2 sich teils mit der Valenz des Atoms A_1 teils mit der des Atoms A_3 absättigt. Mit andern Worten: die Valenz des Atoms A_2 ist teilbar. Wir erkennen somit, daß die Teilbarkeit der Valenz eine unumgängliche Forderung der Elektronentheorie ist.

4. Jedes Elektron bedingt, daß im Raume sich Kraftlinien ausbreiten. In den Molekülen, die mehrere Atome enthalten, sind also mehrere Kraftliniensysteme gleichzeitig vorhanden. Diese Systeme überlagern sich, wodurch ein neues Kraftlinienfeld erzeugt wird, das die Resultierende sämtlicher anwesender Kraftlinienfelder darstellt. Die Kraftlinien dieses resultierenden Systems mögen einen Verlauf nehmen, wie sie wollen, nur sich zu durchschneiden vermögen sie nicht.[1]

Für die Chemie ist diese Überlegung von großer Bedeutung, denn in ihr liegt der Grund verborgen, der veranlaßte, eine Unteilbarkeit der Valenz vorauszusetzen.

Ein Beispiel möge dies zeigen. Ist die Valenz beliebig teilbar, so ist zu erwarten, daß im Methan CH_4 die vier Wasserstoffatome nicht nur je mit einer Valenz des Kohlenstoffatoms, sondern gleich mit allen vier Valenzen in Ver-

1) Der Beweis läßt sich mathematisch sehr leicht führen.

kettung stehen. Eine geometrische Überlegung zeigt uns aber sofort, daß in diesem Falle die vier Kraftliniensysteme, die von den Wasserstoffatomen ausgehen, sich durchschneiden müssen, ein Umstand, der dem eben abgeleiteten Prinzip widerspricht. Es bleibt also nur noch übrig, daß jedes Wasserstoffatom seine Kraftlinien nur nach einer einzigen Kohlenstoffvalenz sendet. Zu jeder Kohlenstoffvalenz gehört also nur eine einzige Wasserstoffvalenz.

Daß im Methan an jeder Kohlenstoffvalenz eine ganze Wasserstoffvalenz gekettet ist, ist somit der Ausfluß lediglich geometrischer Verhältnisse und beweist noch keineswegs die Unteilbarkeit der Valenz, wie bisher angenommen wurde. — Diese Überlegung trifft für alle anderen gesättigten Verbindungen zu.

5. Von besonderem Interesse sind die ungesättigten Körper mit mehreren einander konjugierten Doppelbindungen, da an diesen Stoffen die Theorie der teilbaren Valenzen aus rein chemischen Gründen bereits festen Fuß gefaßt hat. Thiele hat an ihnen die Theorie der Partialvalenzen entwickelt. Charakteristisch für ein System konjugierter Doppelbindungen ist, daß diese Bindungen an benachbarten Atomen sich befinden. Der strukturchemische Ausdruck für diese Art der Verkettung ist, falls es sich beispielsweise nur um Kohlenstoffatome handelt, folgender:

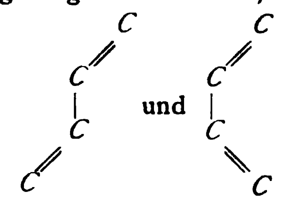
$$C{=}C{-}C{=}C.$$

Die beiden Doppelbindungen sind nicht mehr unabhängig voneinander und bilden zusammen ein neues System, das andere Reaktionen eingehen und ganz andere Reaktionsfähigkeit aufweisen kann als eine einzelne Doppelbindung. Die Lehre von den Partialvalenzen nimmt eine Teilung der Valenzen und einen Ausgleich der Teilvalenzen in nachstehendem Sinne an:

$$C{=}C{-}C{=}C.$$

Auch in physikalischer Hinsicht sind solche Systeme sehr häufig ausgezeichnet; es kann eine überaus große Steigerung der Molekularrefraktion und -dispersion eintreten; auch die magnetische Molekularrotation unterliegt einer abnormen Erhöhung. Hervorzuheben ist aber vor allem, daß die in diesen Systemen vorhandene Häufung der Doppelbindungen Farbe, d. h. ein Absorptionsvermögen für Licht, hervorzurufen vermag. So sind z. B. in den von Thiele entdeckten intensiv gelben Fulvenen drei Kohlenstoffdoppelbindungen einander konjugiert.

Die Übertragung von Systemen konjugierter Doppelbindungen in die Elektronentheorie ist nicht eindeutig, und zwar deswegen nicht, weil man vorerst über die räumliche Lagerung der beteiligten Atome nichts weiß. Zwei Grenzfälle der Lagerung sind denkbar, nämlich:



und jedem entspricht eine andere Verteilung der Elektronen, etwa folgende:

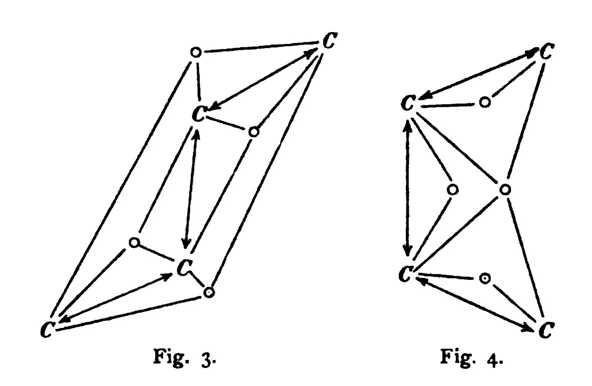


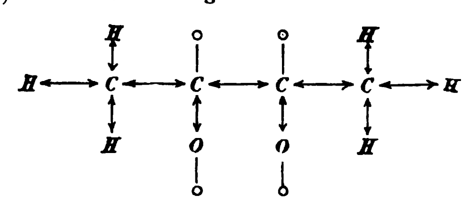
Fig. 3. Fig. 4.

Außerdem sind aber noch andere Bilder denkbar. Erst auf dem Wege diesbezüglicher Untersuchungen kann ermittelt werden, welches Bild man in einem gegebenen Fall der chemischen Konstitutionsformel zuordnen soll.

Eine Schlußfolgerung allgemeiner Art dürfte sich aus diesen, die Lage der Elektronen andeutenden Bildern indessen doch ziehen lassen. In jeder Figur sind, wie die Übertragung der Lehre von den Partialvalenzen in die Elektronentheorie es verlangt, Elektronen eingezeichnet, die gleichzeitig an mindestens drei Atomen haften. Nun bedeutet das Auftreten von Farbe soviel wie die Gegenwart gelockerter Elektronen. Wir hätten also zu schließen, daß die Verkettung eines Elektrons mit mehr als zwei Atomen eine Lockerung und eine größere Beweglichkeit desselben zur Folge haben kann.

Diese Überlegung führt zu einer anderen Auffassung über den Ort und die Bindung der Elektronen in farbigen organischen Stoffen als sie von Stark ausgesprochen worden ist. Speziell bei den beiden Beispielen Chinon und Diacetyl[1]) spielt die Verteilung der Partial-

1) Stark vermutet folgendes Schema:



valenzen zweifellos eine Rolle, und es ist daher wahrscheinlich, daß in diesen Stoffen die die Farbe bewirkenden Elektronen nicht an einem einzigen bestimmten Atom hängen, sondern mit drei oder mehreren Atomen in Verknüpfung stehen. Es dürften sich Bilder von der Art der Fig. 3 oder 4 oder ähnliche darbieten.

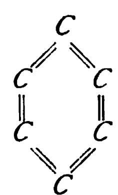
Die Entscheidung zwischen den beiden Auffassungen kann wohl in der Hauptsache nur von künftigen Untersuchungen erbracht werden. Versuche nach dieser Richtung hin sind im Gange.

6. Für das Benzol wird von Stark eine Formulierung vorgeschlagen, bei welcher drei der sechs gelockerten Valenzelektronen auf der einen, drei auf der anderen Seite des Benzolringes liegen. Konstruiert man sich ein Modell auf Grund dieser Vorstellung, so findet man, daß Ortho- und Meta-Disubstitutionsprodukte, bei welchen die beiden Substituenten von verschiedener Natur sind, je in zwei Isomeren, die Spiegelbilder zueinander sind, auftreten müssen. Die Spaltung von Disubstitutionsprodukten des Benzols in zwei Isomere ist, wenn auch aus anderen Gründen, schon oft versucht worden, bis jetzt ohne Erfolg, so daß also in rein chemischen Tatsachen keine Stütze für diese Formulierung des Benzolringes zu sehen ist. Durch eine andere Formulierung beseitigt man jedoch die eben erhobenen Einwände. Folgende Formel scheint besser dem Zweck zu entsprechen:

Fig. 5.

Denn erstens stellt sie nichts anderes dar als die Übertragung der von Thiele entwickelten Benzolformel in die Elektronentheorie, und zweitens ist sie eines von den wenigen Schemata, die ohne eine gegenseitige Durchschneidung von Kraftlinien gezeichnet werden können.

Nur eine zweite Formel wäre noch denkbar, nämlich eine solche, bei welcher sich drei Elektronen oberhalb, drei unterhalb des Benzolringes befinden, und zwar auf einer Senkrechten, die im Mittelpunkt oder einem anderen Punkt des Ringes errichtet ist. Für diese Formulierung lassen sich keine chemischen Gründe ins Feld führen, und so ist es zweckmäßiger, bei der ersten zu bleiben, die mit der Thieleschen Benzolformel steigt und fällt.



Benzolformel nach Thiele.

7. Zum Schluß möchte ich mir noch eine Bemerkung gestatten zu den Anschauungen, die Stark über den Einfluß der Konstitution auf die Farbe und auf die Fluoreszenz äußert. Er schreibt, daß wir für die nach Ultraviolett abschattierten Absorptionsbanden organischer Substanzen, so für chinoid konstruierte Verbindungen keine Fluoreszenz erwarten dürfen. Damit bin ich einverstanden, denn bei meinen Fluoreszenzuntersuchungen mit festen und gelösten Stoffen bin ich noch keinem echten Chinon begegnet, das fluoreszierte. Nun zieht aber Stark in seine Überlegungen Substanzen, welche die Nitrogruppe enthalten, mit herein, geleitet von der Anschauung, daß farbige Nitrokörper von chinoider Struktur seien und darum nicht fluoreszieren. Dem halte ich entgegen, daß Nitrokörper sehr wohl fluoreszieren können. Ich habe in der letzten Zeit sehr viele Nitrokörper hergestellt und häufig Fluoreszenz angetroffen. Bei Nitranilinen ist sie vorhanden und kann durch Substitution so gesteigert werden, daß sie noch in einigen Metern Entfernung von einer Quecksilberlampe konstatierbar ist. Ich werde demnächst hierüber veröffentlichen.

Ähnlich dürfte die Sachlage für Azofarbstoffe sein. Es gibt einige *o*-Oxyazokörper, die fluoreszieren, manche sehr schön. Sie sind Derivate des Benzolazo-β-naphthols.

Durch die jüngsten Untersuchungen von Auwers über diese Substanzen sind übrigens die letzten chemischen Zweifel beseitigt, und man wird wohl jetzt allgemein die Oxy-Azofarbstoffe nicht mehr als chinoid betrachten.

(Eingegangen 25. März 1908.)

Bemerkungen zur Theorie der durch äußere Einwirkung erzeugten Doppelbrechung.

Von F. Pockels.

In letzter Zeit ist mehrfach die Frage erörtert worden, ob, bezw. inwieweit sich die Doppelbrechung lediglich durch anisotrope Anordnung der Kristallmoleküle erklären läßt[1])

1) F. Braun, diese Zeitschr. **5**, 199, 1904; O. Wiener, ibid. **5**, 332, 1904; F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, 278, 1905; T. H. Havelock, Proc. Roy. Soc. A. **77**, 170, 1906; A. **80**, 28, 1907.



Im folgenden soll von den in dieser Richtung unternommenen Versuchen derjenige von Havelock (s. u.) einer Prüfung unterzogen werden, da nur dieser von den Grundlagen der erweiterten elektromagnetischen Theorie ausgeht und somit der Dispersion Rechnung trägt.

Nach der Annahme Havelocks sollen die Gleichungen für die elektrische Polarisation der Moleküle in einem optisch anisotropen Körper nur dadurch von den für einen isotropen Körper gültigen verschieden sein, daß die Rückwirkung der übrigen Moleküle auf das betrachtete von der Richtung des äußeren Feldes abhängig ist, während sich die einzelnen Moleküle selbst auch hinsichtlich ihrer Eigenschwingungen isotrop verhalten. Die erwähnte Rückwirkung wird in der Weise berechnet, daß man um das betrachtete Molekül herum einen Raum abgrenzt, der, obgleich er noch klein ist gegen die Wellenlänge, sehr viele Moleküle enthält. Die Wirkung der außerhalb desselben liegenden Moleküle ist dann ersetzbar durch die eines homogenen, gleichförmig polarisierten Mediums, und jene der innerhalb liegenden Moleküle kann bei ganz unregelmäßiger (isotroper) oder dem regulären Kristallsystem entsprechender Anordnung null gesetzt werden, wenn man den Hohlraum kugelförmig wählt. Bei einer anderen, aber von der regulären wenig abweichenden Raumgitteranordnung der Moleküle kann man nun nach Larmor[1]) annehmen, daß es eine bestimmte ellipsoidische Gestalt des abzugrenzenden Raumes gibt, für welche dasselbe gilt. Diese Erwägung bildet die Grundlage für die Rechnung Havelocks, die derselbe zunächst für den Fall einer einachsigen Struktur durchführt. Es ergibt sich daraus u. a. eine gewisse Beziehung für die Dispersion der Doppelbrechung, welche sich beim Quarz zwar als gut erfüllt zeigt, in anderen Fällen aber nicht. Demnach kommt Havelock zu dem Resultat, daß die natürliche Doppelbrechung der Kristalle im allgemeinen nicht durch anisotrope Anordnung isotroper Moleküle erklärbar ist, — wie es ja von vornherein zu erwarten war, da anderenfalls kein Grund für das Zustandekommen der regelmäßigen anisotropen Anordnung vorhanden wäre, und stets sämtliche physikalische Eigenschaften in der Symmetrie mit den optischen übereinstimmen müßten. Dagegen glaubt Havelock, daß die in Rede stehende Erklärungsweise auf die durch mechanische, elektrische oder magnetische Einwirkung in isostropen Medien künstlich erzeugte Doppelbrechung, oder auf die durch solche Einwirkung hervorgerufene Veränderung der Doppelbrechung von Kristallen, anwendbar sei. Eine Prüfung der Folgerungen

1) Proc. Roy. Soc. **77**, 180.

aus dieser Annahme hat er indessen nur in einem Falle, nämlich an der Doppelbrechung des Schwefelkohlenstoffs im elektrischen Felde nach den Beobachtungen von Blackwell (Proc. Amer. Acad. **41**, 647, 1906) vorgenommen, wo er sie bestätigt findet; für die mechanisch erzeugte Doppelbrechung, bei der ja eigentlich der Versuch einer Erklärung durch bloße Änderung der Molekularabstände am nächsten liegt, hat er hingegen das vorliegende Beobachtungsmaterial[1]) nicht herangezogen. Es soll daher im folgenden untersucht werden, ob das letztere ebenfalls mit der Havelockschen Theorie im Einklang steht.

Bei ursprünglich optisch isotropen Körpern, die durch eine geringe Deformation optisch einachsig gemacht sind, ergibt diese Theorie für den außerordentlichen und ordentlichen Hauptbrechungsindex (n_e bezw. n_o) die Beziehungen:

$$\begin{aligned} n_e &= n - {}^2/_{15}\,\frac{(n^2-1)^2}{n}\cdot\varepsilon \\ n_o &= n + {}^1/_{15}\,\frac{(n^2-1)^2}{n}\cdot\varepsilon; \end{aligned} \tag{1}$$

darin bedeutet n den Brechungsindex des isotropen Körpers bei gleicher Dichte, und ε die Elliptizität des oben erwähnten Raumteils, der die sich in ihrer Wirkung auf den Mittelpunkt kompensierenden Moleküle enthält und im vorliegenden Falle natürlich Rotationssymmetrie besitzt, d. h. es ist $1+\varepsilon$ das Verhältnis der polaren zur äquatorialen Achse dieses Ellipsoids.

Die vorstehenden Formeln enthalten folgende Sätze:

1. Die Änderungen der beiden Brechungsindizes bei einer Deformation, welche Rotationssymmetrie besitzt und die Dichte ungeändert läßt, erfolgen in entgegengesetztem Sinne, und diejenige des außerordentlichen Brechungsindex ist doppelt so groß, wie die des ordentlichen.

2. Die Differenz $n_o - n_e$ besitzt das Vorzeichen von ε.

3. Die Dispersion der Doppelbrechung, d. h. die Abhängigkeit der Differenz $n_o - n_e$ von der Wellenlänge, ist durch diejenige des Faktors $\frac{(n^2-1)^2}{n}$ bestimmt.

Was zunächst den ersten Satz betrifft, so ist derselbe gar nicht, wie Havelock meint, eine Konsequenz seiner auf die Annahme isotroper Moleküle gegründeten Theorie, sondern gilt auf alle Fälle, sofern nur die Deformationen und optischen Änderungen klein genug sind.

1) Für isotrope Körper (Glas): F. Pockels, Ann. d. Phys. **7**, 745; **9**, 220, 1902; 11, 651, 1903; L. N. G. Filon, Cambridge Phil. Soc. Proc. 11, 478, 1902; **12**, 55, 1903; 313, 1904; Phil. Trans. London A, **207**, 263, 1907.

Denn er ergibt sich folgendermaßen aus der rein phänomenologischen Theorie der mechanisch erzeugten Doppelbrechung, wie sie zuerst von F. Neumann aufgestellt worden ist. Nach Neumanns Ansatz[1]) sind die Hauptlichtgeschwindigkeiten a, b, c des deformierten Mediums lineare Funktionen der Hauptdilatationen x_x, y_y, z_z, die zufolge der Bedingung, daß die optische Symmetrie mit derjenigen des Dilatationsellipsoids übereinstimmen muß, die Form haben:

$$\begin{aligned} a &= v + q x_x + p y_y + p z_z \\ b &= v + p x_x + q y_y + p z_z \\ c &= v + p x_x + p y_y + q z_z , \end{aligned} \tag{2}$$

wo v die ursprüngliche Lichtgeschwindigkeit, p und q für eine bestimmte Wellenlänge Konstanten sind. Angewendet auf eine Deformation, die rings um die z-Achse gleich ist und der kubischen Dilatation null entspricht, ergeben diese Formeln:

$$\begin{aligned} a &= v + \tfrac{1}{2}(p-q) z_z \\ c &= v + (q-p) z_z , \end{aligned}$$

also, da $a/v = n/n_o$, $c/v = n/n_e$ ist:

$$\frac{n}{n_o} - 1 = \tfrac{1}{2}\left(1 - \frac{n}{n_e}\right) = \tfrac{1}{2}\frac{p-q}{v} z_z. \tag{3}$$

Mit Rücksicht auf die vorausgesetzte Kleinheit der Änderungen folgt hieraus auch

$$\frac{n_o - n}{n} = \tfrac{1}{2}\frac{n - n_e}{n},$$

d. i. der erste der obigen Sätze. Die experimentelle Bestätigung desselben kann demnach weder für noch gegen die Havelocksche Annahme etwas entscheiden. In der Tat hat Voigt[2]) aus der von dieser abweichenden Annahme, daß durch die Deformation die intramolekularen Eigenschwingungen geändert und die Moleküle selbst anisotrop werden, Formeln abgeleitet, die mit den Neumannschen praktisch gleichbedeutend sind.

Anders verhält es sich mit den Folgerungen 2 und 3. Über die Beziehung der Größe ε zur Deformation wird in der Abhandlung Havelocks nichts gesagt. Man wird aber, wenn man auch das S. 315 erwähnte Ellipsoid, dessen Achsenverhältnis $1 + \varepsilon$ ist, wohl nicht ohne weiteres dem Dilatationsellipsoid ähnlich setzen darf, doch annehmen müssen, daß es abgeplattet oder verlängert ist, je nachdem dies von letzterem gilt. Dann ist also $1 + \varepsilon > 1$ im Falle einseitiger Dehnung, < 1 im Falle einseitiger Kompression, oder es hat ε dasselbe Vorzeichen wie z_z. Somit müßte nach Havelock $n_o - n_e > 0$ sein für einseitige Dehnung, < 0 für Kompression, oder eine isotrope Substanz müßte durch einseitige Dehnung negativ einachsig, durch einseitige Kompression positiv einachsig werden. Bekanntlich ist aber das umgekehrte Verhalten das normale; der obige Sinn der Doppelbrechung ist, wenn man von gewissen zähflüssigen oder plastischen Substanzen absieht, nur an schwerstem Flintglas beobachtet worden.[1]) Die Erfahrung steht hier also in Widerspruch zu der Folgerung aus der Annahme Havelocks. Dasselbe gilt von der Doppelbrechung von Kristallen des regulären Systems durch Dilatation oder Kompression in der Richtung einer vierzähligen oder dreizähligen Symmetrieachse, auf welche die Formeln (1) ebenfalls anwendbar sein müßten. Denn die hierüber vorliegenden Beobachtungen[2]) haben gezeigt, daß das Vorzeichen der durch einseitigen Druck erzeugten einachsigen Doppelbrechung verschieden sein kann sowohl für gleiche Druckrichtung bei verschiedenen Substanzen (es ist z. B. für Druck parallel den vierzähligen Achsen bei Steinsalz —, bei Sylvin +), als auch für verschiedene Druckrichtung an demselben Kristall (Sylvin, Flußspat).

Die dritte, sich auf die Dispersion der Doppelbrechung beziehende Folgerung (S. 315) gestattet eine qualitative Prüfung an den S. 315 zitierten Beobachtungen an Gläsern. Es müßte danach nämlich die absolute Stärke der durch einseitigen Druck oder Zug erzeugten Doppelbrechung einer und derselben isotropen Substanz immer mit abnehmender Wellenlänge wachsen, sofern die betreffende Substanz selbst normale Dispersion besitzt; denn es ist

$$\frac{d}{d\lambda}\frac{(n^2-1)^2}{n} = (n^2-1)\left(3 + \frac{1}{n^2}\right)\frac{dn}{d\lambda}. \tag{4}$$

Dies trifft nun allerdings in den meisten Fällen zu, nur eines der von mir untersuchten Flintgläser (N, O 500) scheint eine Ausnahme zu machen.[3]) Aber die aus vorstehender Gleichung folgende Beziehung, daß die relative Dispersion der Doppelbrechung das $\frac{3n^2+1}{n^2-1}$-fache der relativen Dispersion von n selbst sein müßte, ist keineswegs erfüllt. Am auffälligsten ist die Abweichung an dem von mir untersuchten Flintglas mit etwa 75 Proz. PbO, wo die Doppelbrechung für Tl-Licht beinahe doppelt so stark ist als für Li-Licht (l. c., S. 765). Auch ist aus der beobachteten Abhängigkeit der Doppelbrechung und ihrer Dispersion von der Zusammensetzung des Glases mit Sicherheit zu schließen, daß es Gläser gibt, die für eine bestimmte Farbe gar nicht doppelbrechend werden,

1) Vgl. z. B. des Verf. Lehrb. d. Kristalloptik, S. 461.
2) W. Voigt, Ann. d. Phys. **6**, 459, 1901.

1) F. Pockels, diese Zeitschr. **2**, 693, 1901; Ann. d. Phys. **7**, 762, 1902.
2) F. Pockels, Wied. Ann. **37**, 372, 1889; **39**, 440, 1890; Lehrb. d. Kristalloptik, S. 480.
3) F. Pockels, Ann. d. Phys. **7**, 759; **11**, 652.

bei denen also $n_e - n_o$ innerhalb des Spektrums das Zeichen wechselt, und sein absoluter Betrag somit an einer Stelle ein Minimum (o) besitzt. Dies ist mit den aus der Havelockschen Annahme gezogenen Folgerungen keinesfalls verträglich.

Schließlich wollen wir noch eine Folgerung Havelocks für einachsige Kristalle einer Prüfung unterziehen. Nachdem sich gezeigt hatte, daß die natürliche Doppelbrechung derselben im allgemeinen nicht durch die bloße Anordnung ihrer Moleküle erklärbar ist, berechnet Havelock den Einfluß einer Änderung der letzteren, welche die ursprüngliche Symmetrie bestehen läßt, auf die Hauptbrechungsindizes. Er findet:

$$\begin{aligned} n_e &= n_e^0 - {}^2/_{15} \frac{(n_e^{02} - 1)^2}{n_e^0} \varepsilon, \\ n_o &= n_o^0 + {}^1/_{15} \frac{(n_o^{02} - 1)^2}{n_o^0} \varepsilon, \end{aligned} \tag{5}$$

wo der Index ^{0} die ursprünglichen Werte der Hauptbrechungsindizes bezeichnet. Diese Formeln sollen also z. B. die Veränderung der Brechungsindizes durch eine rings um die Hauptachse (ε) symmetrische Deformation, bei der die Dichte unverändert bleibt, bestimmen. Nun ergibt die allgemeine Theorie der Änderung der Doppelbrechung durch Deformationen[1] für diesen Fall:

$$\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_o^{02}} = \left(p_{13} - \frac{p_{11} + p_{12}}{2}\right) z_z$$

$$\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_e^{02}} = (p_{33} - p_{31}) z_z,$$

wo die p_{hk} die „elastooptischen Konstanten" bedeuten; oder auch:

$$\begin{aligned} n_o - n_o^0 &= \frac{n_o^3}{2}\left(\frac{p_{11} + p_{12}}{2} - p_{13}\right) z_z \\ n_e - n_e^0 &= \frac{n_e^3}{2} (p_{31} - p_{33}) z_z. \end{aligned} \tag{6}$$

Sollen also Havelocks Gleichungen (5) richtig sein, so muß gelten:

$$\begin{aligned} &\frac{n_o^4}{(n_o^2 - 1)^2} (2p_{13} - (p_{11} + p_{12})) = \\ &\frac{n_e^4}{(n_e^2 - 1)^2} (p_{31} - p_{33}). \end{aligned} \tag{7}$$

Für Quarz folgt aus meinen Messungen[2] (für Na-Licht):

$$2p_{13} - p_{11} - p_{12} = 0{,}13,\ p_{31} - p_{33} = 0{,}16,$$

und mit $n_o = 1{,}5442$, $n_e = 1{,}5533$ ergeben sich für die Ausdrücke auf der linken und rechten Seite von (7) die Werte

0,384 bezw. 0,465.

1) Vgl. F. Pockels, Lehrb. d. Kristalloptik, S. 467, 473.
2) Ebenda S. 484.

Für Kalkspat ist[1]

$$2p_{13} - p_{11} - p_{12} = 0{,}146,\ p_{31} - p_{33} = 0{,}131;$$
$$n_o = 1{,}6585,\ n_e = 1{,}4864,$$
$$\left(\frac{n_o^2}{n_o^2 - 1}\right)^2 (2p_{13} - p_{11} - p_{12}) = 0{,}361,$$
$$\left(\frac{n_e^2}{n_e^2 - 1}\right)^2 (p_{31} - p_{33}) = 0{,}437.$$

In beiden Fällen ist also die Bedingung (7) nicht erfüllt, wenngleich die Abweichungen nicht sehr groß sind und beim Kalkspat allenfalls noch auf Ungenauigkeiten in den dort besonders schwierigen Bestimmungen der p_{hk} geschoben werden könnten.

Insgesamt ergibt sich aus den vorstehenden Ausführungen, daß nach den bisher vorliegenden Beobachtungen auch die durch elastische Deformationen hervorgerufene Doppelbrechung, bezw. die durch solche verursachte Veränderung der natürlichen Doppelbrechung, nicht durch die bloße Änderung der Anordnung der Moleküle erklärt werden kann, daß vielmehr die Moleküle dabei auch innere, die Elektronenschwingungen beeinflussende Änderungen erfahren müssen.

1) Ebenda S. 484.

(Eingegangen 29. März 1908.)

Über Wechselstrompermeabilität.

Von L. Schames.

Anläßlich einer Untersuchung über die Abhängigkeit der Permeabilität des Eisens von der Frequenz bei Magnetisierung durch ungedämpfte Schwingungen ist mir ein Umstand aufgefallen, auf den ich in der Literatur nirgends einen Hinweis gefunden habe, und den ich deshalb für wert erachte, an dieser Stelle besprochen zu werden.

In den Arbeiten nämlich, die sich mit der Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz bei gedämpften Schwingungen befassen[1], ist die Wechselstrompermeabilität aus mehr oder minder komplizierten Beziehungen ausgerechnet, und der Wert dieser Permeabilität ist dann immer nur ein Mittelwert der Permeabilitäten, die während einer Periode durchlaufen werden. Dieser Wert läßt sich daher nicht ohne weiteres mit der Gleichstrompermeabilität vergleichen. In Figur 1 stellt μ_G die Kurve der Permeabilität für weiches Eisen dar, wie sie sich aus der Tabelle von Kohlrausch[2] ergibt, μ_w hingegen

1) S. John, Phil. Mag. **38**, 425, 1894; **39**, 297, 1895; J. Klemenčič, Wien. Ber. **103** (2c), 205, 1894; Varley, Phil. Mag. **3**, 500, 1902.
2) Kohlrausch, Praktische Physik. Tabelle 37, S. 453.

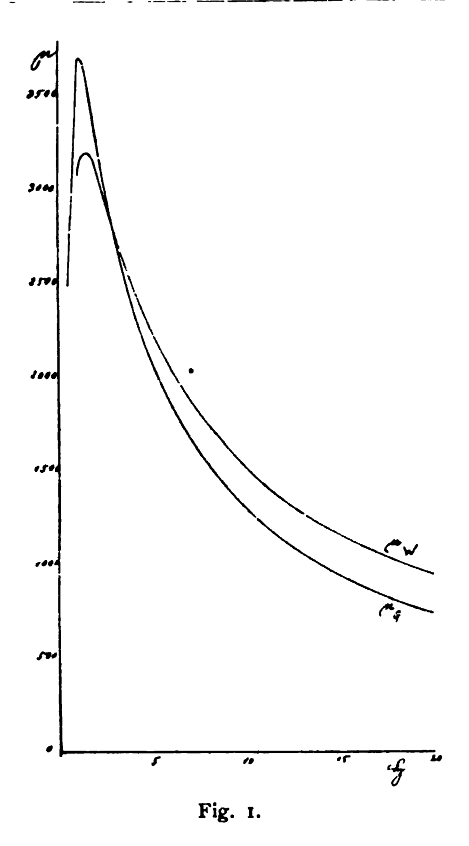


Fig. 1.

ist eine Kurve, deren einzelne Punkte als Mittelwerte berechnet sind, unter der Annahme eines sinusförmigen magnetischen Wechselfeldes. Für die effektive Feldstärke $\mathfrak{H} = 10$ ($\mathfrak{H}$ max $= 14,1$) zum Beispiel, variiert alsdann die Permeabilität während einer halben Periode nach der Kurve, wie sie Figur 2 zeigt. Hieraus folgt als Mittelwert 1520, während für Gleichstrom $\mu_G = 1300$ ist. Aus der Figur 1 ersehen wir die charakteristischen Unterschiede zwischen den beiden Kurven: das Maximum von μ_w liegt etwa 15 Proz. unter dem Maximum von μ_G, die Kurven durchschneiden sich bei $\mathfrak{H} \sim 2,8$ und trennen sich dann um etwa 20 Proz. Bei sehr großen Feldstärken müssen sie sich dann asymptotisch wieder nähern. Je weicher das Eisen ist, d. h. je höher das Maximum der Permeabilität liegt, desto ausgesprochener sind die Abweichungen und bei desto kleinerem $\mathfrak{H}$ tritt der Schnittpunkt der beiden Kurven auf.

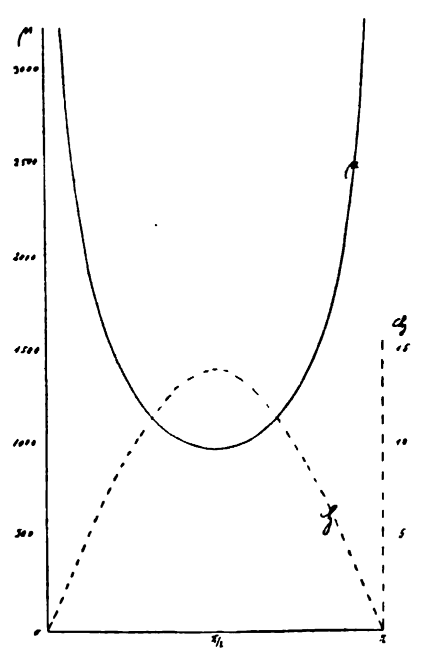


Fig. 2.

Wenn wir nun also die Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz kennen lernen wollen, und wenn wir eine Methode benutzen, bei der wir Mittelwerte von μ erhalten, so dürfen wir diese Permeabilität nicht mit μ_G, sondern nur mit μ_w vergleichen, ein Umstand, der bisher der Beachtung entgangen zu sein scheint.

Frankfurt a/M., Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Vereins. März 1908.

(Eingegangen 27. März 1908.)

Über das Gesetz von Dulong-Petit.

Von P. Rohland.[1])

Obwohl Herr Wigand[2]) in bezug auf dieses Thema nichts Neues vorgebracht, sondern nur die schon von mir widerlegten Behauptungen wiederholt hat, so sehe ich mich doch genötigt, auf einzelne Punkte wenigstens nochmals einzugehen.

Ich teile nicht die Auffassung des Herrn Wigand, daß die Anwendung der Wechselwirkungen zwischen Äther und den Atomen für einatomige Gase, wie sie Herr Planck angegeben hat, bis zu der für feste Körper, wie ich sie dargelegt habe, „nur einen Schritt" bedeutet.

Ferner übersieht Herr Wigand vollständig, daß auch die Atomtheorie eine Hypothese ist, die allerdings weder widerlegt noch bewiesen werden kann, demnach erst recht eine Annahme: die verschiedenen Entfernungsgrößen der Atome untereinander.

Meine Auffassung über die Ansichten des Herrn Mie beruht nicht auf einem Mißverständnis, wie Herr Wigand meint. Ich

1) Anm. d. Redaktion: Obgleich die Redaktion der Ansicht ist, daß die letzte Äußerung des Herrn Wigand durchaus das Richtige traf und der unbefriedigenden Erörterung den richtigen Abschluß gab, erteilen wir Herrn Rohland auf seinen ausdrücklichen Wunsch hin nochmals das Wort, da es der Gepflogenheit der Redaktion entspricht, bei polemischen Erörterungen beide Parteien je zweimal zu Worte kommen zu lassen. Da dies hiermit geschehen, schließen wir nunmehr die Diskussion.

2) Diese Zeitschr. 9, 66, 1908.

habe ziemlich wörtlich zitiert[1]): in dem Vortrage von Herrn Mie[2]) heißt es:

„Wir wollen uns nun also vorstellen, daß die greifbare Materie aus einer ungeheuren Menge kleiner Partikelchen aufgebaut ist, deren Größe sehr klein ist gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande."

Mir scheint aber für dieses ganze Thema es unwesentlich zu sein, ob der Abstand zwischen den Atomen größer oder kleiner angenommen wird; die Wechselwirkungen zwischen Äther und den Atomen würden im einen wie dem anderen Falle stattfinden.

Im übrigen ist das Dulong-Petitsche Gesetz zurzeit in ein Stadium getreten, das schon viele andere Naturgesetze durchgemacht haben; es stellt sich immer deutlicher heraus, daß es mindestens zu eng gefaßt ist.

Die Versuche, es mit zahlreichen Ausnahmen, Unterschreitungen und Überschreitungen in bezug auf

$H, F, O, S, P, B, Si, C, Be,$

und Fe, Mg, Mo, Ni, Tl, Ti

gelten zu lassen, oder eine Temperaturfunktion einzuführen, verstärken nur die Bedenken gegen seinen jetzigen Ausdruck.

1) Diese Zeitschr. 8, 512, 1907.

2) G. Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. Vorträge, gehalten im Ferienkurs in Greifswald. S. 58.

Bestätigen sich die Vermutungen der Physiker[1]), daß das Dulong-Petitsche Produkt nur innerhalb eines bestimmten Temperaturgebietes das gleiche ist, so wird dann auch der notwendige Schluß in bezug auf seine Bedeutung bei der Atomgewichtswahl zu ziehen sein.

Indem man aber zur Erklärung auf die Wechselwirkungen zwischen dem immateriellen Äther und den materiellen Atomen zurückgeht, ist wenigstens sicherlich eine Vertiefung der Annahmen und unserer Vorstellungen über die Konstitution der festen Körper erreicht worden.

Gerade die Tatsache, daß das Dulong-Petitsche Gesetz für jedes einzelne Element nur für eine bestimmte Temperatur Gültigkeit besitzt, scheint mir eine Stütze dieser Annahmen zu sein; diese Wechselwirkungen, die von der Temperatur beeinflußt werden, bedingen die jetzt immer mehr hervortretenden Unstimmigkeiten des Dulong-Petitschen Gesetzes.

1) Ann. d. Phys. 16, 551, 1905; 23, 61, 1907.

Stuttgart, Institut f. Elektrochemie u. technische Chemie der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 2. März 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Bernhard Hell, Ernst Machs Philosophie. Eine erkenntniskritische Studie über Wirklichkeit und Wert. 130 S. Stuttgart, Fr. Frommann. 1907. M. 2,50

In der heutigen Zeit, wo auf dem Boden der exakten Wissenschaft eine eigene Philosophie entstanden ist, erhebt sich die Aufgabe, einen Zusammenhang zwischen der neuen Naturphilosophie und der alten historisch gewordenen Philosophie oder Weltanschauungslehre herzustellen. Als ein Versuch einer solchen Verständigung und Auseinandersetzung ist die vorliegende Schrift zu begrüßen. Der Verfasser, der ursprünglich Naturwissenschaftler war, ist ein Schüler des Philosophen Heinrich Rickert, der in eigenartiger Weise die Erkenntnistheorie mittels der Ethik, die Wirklichkeit auf den Wertbegriff fundiert, und unterzieht von diesem Standpunkte aus die Philosophie Ernst Machs einer ausführlichen Kritik. Mag man auch öfters dem Autor hierbei nicht zustimmen, so ist die Lektüre der Studie doch philosophisch interessierten Naturwissenschaftlern wohl zu empfehlen, zumal auch die zeitgenössische naturphilosophische Literatur recht eingehend benutzt wurde. F. Jüttner.

Adolf Stöhr, Philosophie der unbelebten Materie. Hypothetische Darstellung der Einheit des Stoffes und seines Bewegungsgesetzes. XIV und 418 S. Leipzig, Joh. Ambros. Barth. 1907. M. 7,—; geb. M. 8,—

Das vorliegende Buch ist ein sehr eigenartiges Werk. Der Verfasser, der a. ö. Professor der Philosophie an der Universität Wien ist, gibt in ihm eine rein mechanisch gehaltene Atomistik der physikalischen und chemischen Vorgänge. Als Grundbegriff verwendet er hierbei entsprechend dem Machschen Ökonomieprinzip ein Uratom mit einem Minimum von Eigenschaften. Er operiert daher „mit kleinsten Teilchen, die gar keine anderen Eigenschaften haben als Ausdehnungsgröße einer Qualität x (die aber nicht in Undurchdringlichkeit besteht) und Geschwindigkeit; die sich wechselseitig nur im Falle der Berührung in mindestens einem Punkte nach einem einzigen Gesetze in der Bewegung bestimmen, ohne sich aus der Ferne angezogen zu haben und ohne sich aus der Nähe noch vor der Berührung abzustoßen" (Vorwort S. IV).

Über seine Art der Behandlungsweise erklärt der Verfasser selbst (Vorwort S. VIII und

IX) folgendes: Die Auswahl der Probleme erfolgte durchaus nach dem rein methodologischen Gesichtspunkte und aus dem Interesse der reinen Hypothetik um ihrer selbst willen, also nicht aus dem physikalischen, sondern aus dem philosophisch konstruktiven Bedürfnisse heraus. Es wird keine Erkenntnis, sondern nur eine Symbolkonstruktion zu bieten versucht. In dieser Weise aufgefaßt, ist die Hypothetik der Materie ein Teil der Philosophie, der bisher allerdings stark vernachlässigt wird.

Sucht man nun ein Urteil über diese eigenartige Problemstellung zu gewinnen, so muß man die Zulässigkeit einer solchen hypothetischen rein konstruktiven Physik ebenso wie die etwa der nichteuklidischen Geometrien ohne weiteres einräumen; denn die Wissenschaft ist frei und kann jede Aufgabe zu ihrem Gegenstande machen. In seinem Urteil über die Ausführung des Gedankens durch den Autor muß der Referent den einleitenden Teil von dem Hauptteil scheiden. Der allgemeine Teil, d. h. besonders die ersten 100 Seiten des Buches, ist oft recht scharfsinnig und anregend, wenngleich der Leser sehr vorurteilsfrei sein muß und sich auch durch die schwierige Terminologie nicht abschrecken lassen darf. Vermißt wird hier jedoch oft die Heranziehung der bezüglichen Literatur, z. B. der hydrodynamischen Theorie der Gravitation nach C. A. Bjerknes und A. Korn, der Elektronentheorie und der Anschauungen Lockyers über die Entwicklung der Elemente. Ferner müßten die Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, ebenso wie in der kinetischen Gastheorie, nicht verbal, sondern in mathematischer Form durchgeführt werden, da man nur dann vor Irrtum geschützt ist.

Der ganze Hauptteil des dicken Bandes dagegen, der in breiter Form die speziellen Anwendungen, zumal auf Astronomie, Elektrizitätstheorie und Optik, gibt, ist höchstens als ein „physikalischer Roman" ähnlich wie die kartesische Physik zu bezeichnen. Fast alle Ableitungen sind nur qualitativ, und im übrigen hat den Verfasser dort, wo die Beziehungen zur Erfahrung enger waren, der physikalische Takt oft völlig verlassen. Ein Beispiel für viele möge genügen: auf S. 195 stellt der Autor als Aggregate sechster Ordnung nebeneinander: feinsten Staub, feinsten Rauch, Öle und ölige Flüssigkeiten, ätherische Flüssigkeiten und flüssiges Quecksilber, während die anderen Flüssigkeiten, insbesondere das Wasser, als Aggregate fünfter Ordnung angesehen werden. Wenn nun auch die Prädikate „richtig" und „falsch" auf die Hypothetik des Autors nicht angewandt werden dürfen, so war er doch an das Vorbild der wissenschaftlichen Physik gebunden. Da er sich jedoch allzuweit von diesem entfernte, so ist der Hauptteil seines Buches nach Ansicht des Referenten für die eigentliche Wissenschaft völlig wertlos geworden. F. Jüttner.

S. P. Thompson, Die dynamoelektrischen Maschinen. Ein Handbuch für Studierende der Elektrotechnik. 7. vollständig umgearbeitete Auflage. Übersetzt von K. Strecker u. F. Vesper. I. Band: Die Gleichstrommaschinen. gr. 8. XXIII u. 895 S. mit 753 Abbildungen und 30 großen Figurentafeln. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1907. M. 26,—

Dieses umfangreiche Werk über Dynamomaschinen liegt jetzt in seiner ersten Hälfte abgeschlossen vor. Es zeichnet sich besonders durch eingehende Würdigung der physikalischen Grundlagen aller auftretenden Erscheinungen aus, daneben sind aber auch die praktischen Erfordernisse gebührend hervorgehoben. Großes Gewicht ist auf die Darstellung der historischen Entwicklung aller Einzelheiten gelegt, während die mathematischen Formulierungen durchweg auf ein geringes Maß beschränkt sind. Eine größere Reihe von praktischen Beispielen, von Erfahrungs- und Durchschnittswerten, sowie besonders von guten Konstruktionszeichnungen sichern dem Buche den Platz, den es sich in seinen bisherigen Auflagen erworben hat.

R. Rüdenberg.

Berichtigung.

In der im letzten Hefte dieser Zeitschrift **9**, 245, 1908 erschienenen Mitteilung des Unterzeichneten findet sich in der Überschrift ein verwirrender Irrtum: Es soll nicht heißen: „Zur Nomenklatur der Thoriumverbindungen", sondern: „Zur Nomenklatur der Thoriumzerfallsprodukte". Der Inhalt der Notiz wird wohl aber schon dem Leser gezeigt haben, daß es sich um irgendwelche chemischen Verbindungen nicht handeln sollte. Otto Hahn.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Gerhard Just für physikalische Chemie und Elektrochemie, an der Technischen Hochschule Hannover Dr. G. Keppeler (bisher Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt) für den Unterricht in der Keramik.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Berechnung von Wechselstrommotoren an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Georg Hilpert der Titel Professor.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Leo Graetz zum ord. Professor der Physik und Elektrizität daselbst.

Gestorben: Der dänische Physiker Professor Paul La Cour von der Hochschule zu Askov.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. | 15. Mai 1908. Redaktionsschluß für No. 11 am 18. Mai 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
O. Hahn u. L. Meitner, Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente. S. 321.
H. M. Dadourian, Über die Bestandteile der atmosphärischen Radioaktivität. S. 333.
D. Smirnow, Über den täglichen Gang des Potentialgefälles. S. 337.
P. Zeeman, Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts. S. 340.
O. M. Corbino, Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. S. 344.
J. Koenigsberger u. K. Schilling, Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen. S. 347.
Besprechungen:
E. Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. S. 352.
J. Noebels, A. Schluckebier u. O. Jentsch, Telegraphie und Telephonie. S. 352.
O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie. S. 352.
F. Hoppe, Projekte etc. für elektrische Licht- und Kraftanlage. S. 352.
Personalien. S. 352.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

In einer Mitteilung über die Strahlung der Thoriumprodukte [1]) wurde die Angabe gemacht, daß nicht, wie man vorher annahm, nur der aktive Beschlag des Thors β-Strahlen aussendet, sondern daß auch das Mesothorium typische β-Strahlen emittiert. In jüngster Zeit wurde außerdem gezeigt, daß das Mesothor keine einheitliche Substanz vorstellt, sondern aus zwei Produkten besteht, von denen das erste — das Mesothorium 1 — sich mit seiner langsamen Zerfallsperiode in das zweite — das Mesothorium 2 — umwandelt, dessen eigener Zerfall in das Radiothor mit einer Periode von 6,20 Stunden erfolgt. [2]) Der Einfachheit halber wurde für das erste Produkt der Name Thorium 1, für das folgende der Name Thorium 2 vorgeschlagen.

Der ursprüngliche Zweck der vorliegenden Arbeit war der, die β-Strahlen des Mesothors mit denen des aktiven Beschlages zu vergleichen, um dadurch einen Schluß auf ihr Durchdringungsvermögen und ihre Geschwindigkeit ziehen zu können.

Die große Zahl von Arbeiten, die gerade in der letzten Zeit über die β-Strahlen der verschiedenen Radioelemente erschienen sind, haben gezeigt, daß bei den Absorptionsmessungen mittelst Metallfiltern durchaus nicht der wahre Absorptionskoeffizient für die benutzten Metalle bestimmt wird; denn die Verhältnisse werden durch die auftretenden verschiedenartigen Sekundärstrahlen, durch reflektierte Strahlen usw. derart verwickelte, daß verschiedene Versuchsanordnungen fast immer verschiedene Versuchsergebnisse zur Folge haben. Die in der Folge häufig benutzten Ausdrücke, wie Absorptionsmessungen, Absorptionsbefunde etc. beziehen sich auch nur auf direkt ermittelte Versuchsergebnisse, geben also die Summe der gesamten komplexen Erscheinungen wieder und sehen von dem eigentlichen oder „wahren" Absorptionskoeffizienten ab.

Heinrich Willy Schmidt hatte schon vor längerer Zeit die Ansicht vertreten, daß einheitliche β-Strahlen in ihrer Absorption durch Metalle einem Exponentialgesetz folgen und daß Abweichungen davon wohl auf verschiedene Gruppen von β-Strahlen zurückzuführen seien. Bei seinen Versuchen, die mit Aluminiumfiltern ausgeführt waren, wurden reflektierte, gestreute etc. Strahlen noch nicht in Berücksichtigung gezogen. [1])

Gegen die Auffassung von H. W. Schmidt wendet sich Bragg [2]), der angibt, daß es bei den Absorptionsmessungen sehr wesentlich darauf ankomme, ob die zu prüfenden β-Strahlenprodukte in dünner oder in dicker Schicht zur Verwendung kommen. Bragg kommt zu dem Schlusse, daß man bei einer einheitlichen β-Substanz, wenn sie in sehr dünner Schicht vorliegt, eine Absorption nach einem einfachen Exponentialgesetz gar nicht erwarten darf, da die schrägen Strahlen in dem absorbierenden Filter einen längeren Weg zurückzulegen haben, als die senkrechten, und daher stärker absorbiert werden. Je dicker dann die Schicht wird, desto weniger schräge Strahlen gelangen zum Austritt, desto mehr folgt die Absorption dem Exponentialgesetz. Bragg gibt als Beleg für seine Auffassung einige Absorptions-

1) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 3304, 1907.
2) O. Hahn, diese Zeitschr. **9**, 246, 1908.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **21**, 1906.
2) Bragg, Trans. Roy. Soc. South Australia **31**, 79, 1907.

kurven des aktiven Beschlages von Radium, wenn dieses einmal in unendlich dünner, das andere Mal in dicker Schicht vorliegt. In der Tat werden die Kurven für die dickere Schicht sehr viel flacher und nähern sich dem Exponentialgesetz, während dies bei der dünnen Schicht bei weitem nicht der Fall ist.

Leider gibt Bragg nicht an, ob er reines Radium C vor sich hatte, oder den ungetrennten Niederschlag $A+$, $B+C$ beziehungsweise $B+C$, ob er also einen β-Strahler oder deren zwei untersucht.

Im Hinblick auf die voneinander abweichenden Erklärungen der genannten Forscher suchten wir das eingangs angedeutete Ziel insofern zu erweitern, als wir sowohl das Mesothor wie auch den aktiven Thorbeschlag in verschieden dicken Schichten und unter variierten Bedingungen zur Messung brachten.

Dabei traten Erscheinungen zutage, die uns veranlaßten, auch der Strahlung des aktiven Niederschlags ein besonderes Interesse zuzuwenden, und zum Vergleiche noch andere β-Strahlenprodukte in den Kreis der Untersuchung zu ziehen.

Es gelangten schließlich die folgenden Substanzen zur Messung:

1. Thorium 1 + Thorium 2 (Mesothor); Thorium 2;
2. Thorium $A+B+C$; Thorium A in großen Überschuß; Thorium $B+C$;
3. Uran + Uran X im Gleichgewicht; Uran X;
4. Radium;
5. Radioblei; Radium E_2.

Man sieht aus der Zusammenstellung, daß alle β-Produkte außer dem Aktinium in die Untersuchung einbezogen worden sind. Beim Radium wurde wegen der geringen z. Z. zur Verfügung stehenden Menge eine Trennung in die einzelnen Produkte nicht vorgenommen.

Die Versuchsanordnung war so gewählt, daß sie innerhalb gewisser Grenzen variiert, aber immer wieder leicht auf eine Normalstellung gebracht werden konnte. Die verschiedenen β-Produkte ließen sich so unter äußerlich identischen Bedingungen zur Untersuchung bringen.

Als absorbierendes Mittel wurde fast immer Aluminium verwendet, und die später folgenden Kurven beziehen sich nur auf dieses Metall.

Als Meßinstrument diente ein verschlossenes β-Strahlenelektroskop, wie es zuerst von C. T. R. Wilson benutzt wurde.[1]) Das kreisrunde Messinggefäß hatte am Boden eine Öffnung von nahezu 8,5 cm Durchmesser, die luftdicht mit Aluminiumfolie von 0,045 mm Dicke verschlossen war. Die Höhe des Gefäßes betrug 17 cm, der Durchmesser 13 cm. Zur Isolation diente Bernstein. Das aufgeladene Aluminiumblättchen war zur besseren Ablesung mit einem Kurzschen Quarzfaden versehen. Der natürliche Abfall blieb über lange Zeit befriedigend konstant und betrug im Durchschnitt 0,11 bis 0,12 Teilstriche pro Minute. Die den unteren Ausschnitt des Elektroskops bedeckende Aluminiumfolie entsprach in ihrem Hemmungsvermögen etwa 7 cm Luft; die aktive Substanz befand sich in der Regel 3 cm unter dem Elektroskop, so daß selbst die sehr schnellen α-Strahlen des Thorium C (Durchdringungsvermögen 8,6 cm) nicht mehr in das Elektroskop ionisierend eindringen konnten. Natürlich würde das selbe der Fall gewesen sein für β-Strahlen, deren Durchdringungsvermögen das der α-Strahlen nicht übertrifft, wie z. B. für die sehr langsamen β-Strahlen des Uran X.[1]) Die eigentlichen β-Strahlen dringen dagegen in das Instrument ein und werden je nach ihrem Durchdringungsvermögen darin teilweise oder ganz ausgenutzt.

Die untersuchten Substanzen gelangten auf flachen Porzellandeckeln von einem Durchmesser von 4 bis 5 cm zur Messung. Die absorbierenden Folien waren alle gleich groß und hatten die Form des Ausschnittes im Elektroskop, also einen Durchmesser von 8,5 cm. Sie wurden auf einen Messingring aufgelegt und mit einem flachen Ringe beschwert. Das Elektroskop war auf ein 17 cm hohes Holzgerüst aufgeschraubt, so daß man den Abstand der zu untersuchenden Substanz vom Elektroskop in weiten Grenzen variieren konnte. Im allgemeinen wurde indes immer dieselbe Stellung — etwa 3 cm vom Elektroskop entfernt — gewählt, und der Ausdruck „normale Stellung" bezieht sich auf diese Anordnung.

1. Mesothor.

Wie in einer früheren Mitteilung gezeigt worden ist, kann man das Mesothor einerseits aus Monazitsandrückständen herstellen, andrerseits aus alten Thorpräparaten des Handels. Die aus Monazitsand hergestellten Mesothorpräparate enthalten in der Regel nicht unbeträchtliche Mengen von Radium, aber auch das aus alten reinen Thoriumpräparaten hergestellte Mesothor ist nicht ganz radiumfrei, denn mit dem Thor wird ja aus dem Monazitsand das Mutterprodukt des Radiums, das Ionium, abgeschieden, das dann seinerseits im Verlauf der

1) Eine Skizze dieses Elektroskops befindet sich z. B. in Rutherford (Levin), „Radioaktive Umwandlungen" S. 31.

1) Levin, diese Zeitschr. 8, 585, 1907 und Heß, Wien. Ber. 116, IIa, 1907.



Jahre Radium in konstantem Betrage liefert.[1]) Je älter daher die Thorpräparate sind, desto höher ist ihr Gehalt an Radium. Doch ist die Aktivität, wenn man die β-Strahlen des Mesothors mit denen des darin enthaltenen Radiums vergleicht, mindestens von der Größenordnung 1000 : 1, so daß der Radiumgehalt in diesen Präparaten vernachlässigt wurde.

Eine große Schwierigkeit liegt darin, das Mesothor völlig frei von Radiothor und seinen Zerfallsprodukten oder von Thorium $X +$ Zerfallsprodukten zu erhalten. Frisch aus Thorpräparaten hergestelltes Mesothor enthält nämlich beträchtliche Mengen von Thorium X. Wartet man, bis das Thorium X völlig zerfallen ist, so hat sich wieder aus dem Mesothor etwas Radiothor zurückgebildet und mit dem Radiothor natürlich neues Thorium X. Will man also ein ganz reines Mesothor herstellen, so kann man so verfahren, daß man während der Zeit, in der das ursprünglich vorhandene Thorium X zerfällt, das neugebildete Radiothor von Zeit zu Zeit abtrennt. In dieser Weise wurde gearbeitet, um für die Aufnahme der β-Kurven das geeignete Material zu erhalten. Um die Absorptionskurven für dicke und dünne Schichten aufzunehmen, wurde einmal die wenige Milligramme betragende mesothoriumhaltige Substanz gleichmäßig auf dem Porzellandeckel ausgebreitet, das andere Mal das Mesothor mit einem großen Überschuß von Kalziumkarbonat gemischt, nach dem Auflösen gemeinschaftlich gefällt, und die so erhaltene gleichmäßige Mischung von wenigen Milligramm mesothorhaltiger Substanz mit 1,5 bis 2 Gramm inaktivem Kalziumkarbonat gemessen.

Die erhaltenen Resultate zeigt Figur 1, Kurve A und Kurve B.

In der Figur geben die Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien, deren Dicke 0,045 mm betrug, die Ordinaten die Logarithmen der gefundenen Aktivität. Selbstverständlich ist bei allen Messungen der natürliche Abfall berücksichtigt.

Man erkennt aus den Kurven, daß weder bei dicken, noch bei dünnen Schichten die Absorption in Aluminium nach einem reinen Exponentialgesetz erfolgt. Wie zu erwarten, ist die Abweichung für dünne Schichten größer als für dicke. Das verwendete reine Präparat war nicht stark genug, um die Messungen weiter als bis etwa 3,5 Proz. der Anfangsaktivität fortzusetzen.

Da das Mesothor komplex ist, so haben wir zur Kontrolle auch eine Absorptionsmessung mit reinem Thorium 2 ausgeführt. Das Thorium 2 wurde in der früher angegebenen



[1]) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 4415, 1907.

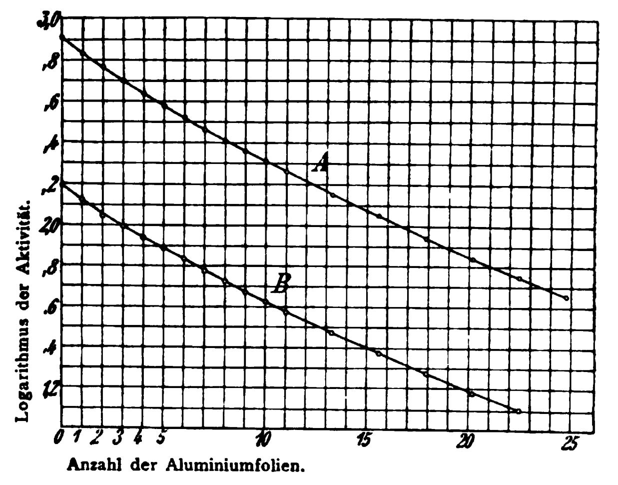


Fig. 1.

Weise [1]) abgetrennt, und die erhaltenen Werte für den mit 6,2 Stunden erfolgenden Zerfall korrigiert. Die erhaltenen Kurven waren dieselben, wie die Kurve A. Auf die Deutung der Kurven kommen wir weiter unten noch zurück.

Aktiver Beschlag des Thoriums.

Als Ausgangsmaterial für die Herstellung des aktiven Beschlages diente ein starkes Radiothorpräparat von hohem Emanationsvermögen. Der aktive Niederschlag wurde an einem negativ geladenen Draht gesammelt und konnte durch Auflösen in verdünnter Säure und Eindampfen in einem flachen Porzellandeckel in fast unendlich dünner Schicht zur Untersuchung verwendet werden. Um die β-Strahlen des aktiven Niederschlags in dicker Schicht zu untersuchen, wurde folgendermaßen verfahren. Eine hinreichende Menge von Radiothor wurde mit einem großen Überschuß von Cernitrat gemischt und die schwachsaure Lösung der beiden Substanzen mit Oxalsäure gefällt. Das ausgefällte Oxalat wog trocken etwa 1,5 bis 2 Gramm.

Es ist durch Levin und andere nachgewiesen, daß weder das Radiothor noch das Thorium X β-Strahlen aussendet. Die in dem obigen Präparat zur Messung gelangenden β-Strahlen stammen daher ausschließlich aus dem aktiven Niederschlag $Th\ A + B + C$.

Unter sonst gleichen Bedingungen wurde nun die Messung an diesem und dem vorher erwähnten Präparat in dünner Schicht vorgenommen. Die erhaltenen Resultate zeigt Fig. 2, Kurve A, B und C, wo wiederum die Kurve A für dünne, B die Messung für die dicke Schicht vorstellt.

[1]) l. c.

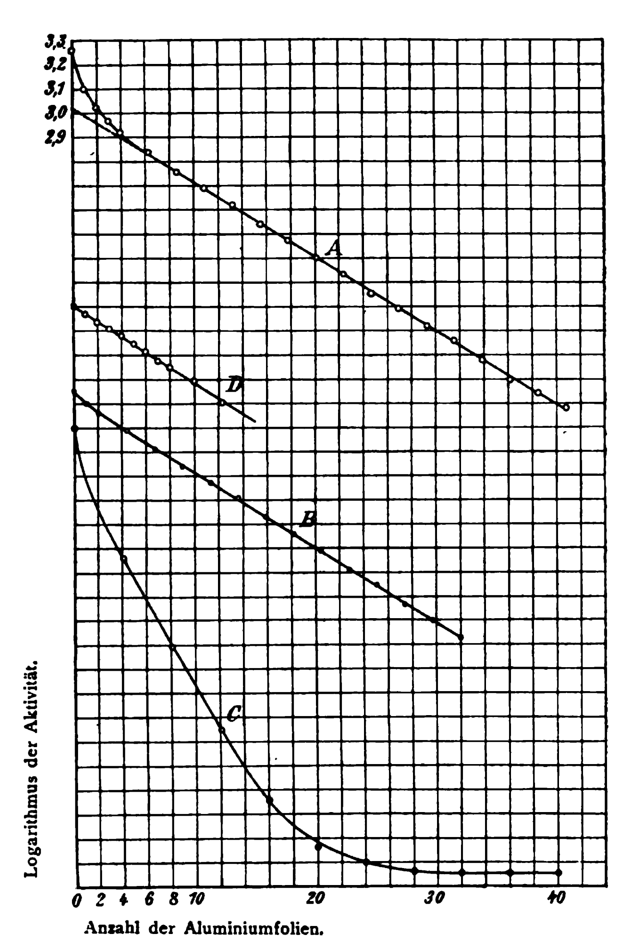


Fig. 2.

Die Abweichung vom Exponentialgesetz ist hier bei der Kurve A sehr stark ausgeprägt, während die Kurve B schon nach wenigen Blättern fast genau exponential verläuft.

Kurve C zeigt das Resultat einer Messungsreihe in dünner Schicht mit Aluminiumfiltern, von denen jedes einzelne 0,52 mm stark war. Hier wurde die Messung bis zu ausgesprochenen γ-Strahlen festgesetzt. Natürlich ist für diese Kurve ein anderes Maßstabverhältnis gewählt.

Es ergab sich demnach hier ein derart beträchtlicher Unterschied gegen das Verhalten des Mesothors, daß wir daran gingen, den aktiven Niederschlag in seine Bestandteile zu zerlegen, um zu eindeutigen Resultaten zu gelangen.

v. Lerch[1]) hatte zwar schon nachgewiesen, daß Thorium A eine gewisse β-Strahlung aussendet, doch waren die von ihm beobachteten Unterschiede in der Gesamtionisation derart gering, daß wir nicht erwarten konnten, in dieser β-Strahlung eine Erklärung für die Abweichung der Radiothorkurven von denen des Mesothors zu finden.

1) Diese Zeitschr. 7, 913, 1906.

Das von uns gewonnene Resultat war nun ganz unerwartet, indem sich zeigte, daß die β-Strahlen des Thorium A sehr stark ionisierende Wirkungen aufwiesen.

Inzwischen ist bereits von v. Lerch eine neue Arbeit erschienen[1]), die eindeutig zeigt, daß den Strahlen des Thorium A eine starke Ionisationsfähigkeit zuzuschreiben ist. v. Lerch schloß in diesem Falle die vorherrschende Ionisation der α-Partikeln des aktiven Niederschlags aus und gelangte zu dem Resultat, daß die β-Strahlen des Thorium A etwa 28 Proz. von der gesamten β-Strahlung des Beschlags ausmachten, der Größenordnung nach also ebensoviel als das Thorium $B+C$ selbst.

Da unsere Versuche nicht zu dem Zweck vorgenommen waren, das Verhältnis der Strahlung des Thorium A zu dem der Strahlung des Thorium $B+C$ zu bestimmen, sondern um die Gesetzmäßigkeit bei der Absorption der beiden Arten von β-Strahlen aufzuklären, so möchten wir trotz der v. Lerchschen Arbeit diese Verhältnisse etwas eingehender beleuchten.

v. Lerch[2]) hat gezeigt, daß sich Thorium $B+C$ sehr leicht getrennt von Thorium A herstellen läßt, wenn man in eine saure Auflösung des aktiven Niederschlags ein Nickelblech eintaucht. Auf dem Nickelblech scheidet sich das Thorium $B+C$ aus, was man an der charakteristischen Zerfallskonstante von 60 Minuten erkennt. Nach dieser Methode stellten wir uns Thorium $B+C$ getrennt von Thorium A her und machten Absorptionsmessungen. Das Nickelblech war auf einer Seite durch eine Schicht von Schellack geschützt, damit die andere Seite eine einheitliche dünne Strahlenquelle ergebe.

Fig. 2, Kurve D zeigt, daß die Absorption nach einem reinen Exponentialgesetz erfolgt. Da das Thorium $B+C$ in unendlich dünner Schicht vorlag, war dieses Resultat überraschend, weil man nach der Braggschen Ansicht eine gekrümmte Kurve hätte erwarten sollen.

Die äußeren Bedingungen wurden nun variiert, z. B. durch Benutzung einer Blende oder Tieferstellen des Präparates, aber immer war das Exponentialgesetz erfüllt; die erhaltene Kurve war eine Gerade, deren Richtung allerdings etwas verändert war. In beiden letztgenannten Fällen wurde, wie auch zu erwarten war, die Neigung der Kurve geringer, der scheinbare Absorptionskoeffizient kleiner. Bei unseren stark variierten Versuchsbedingungen schwankte sein Wert zwischen 16 cm^{-1} und 13,5 cm^{-1}.

Nachdem wir so einmal für Thorium $A+B$

1) Wien. Ber. 116, IIa, 1907.
2) v. Lerch, Wien. Ber. 114, IIa, 1905.

$+C$, anderseits für Thorium $B+C$ die Kurven aufgenommen hatten, versuchten wir Präparate mit möglichst großem Überschuß an Thorium A herzustellen, um dessen Absorption zu bestimmen. Anfangs suchten wir das Thorium A so zu erhalten, daß wir Thorium B mittelst Nickel aus der Lösung des aktiven Beschlags abtrennten und die Lösung dann eindampften. Es zeigte sich indessen, daß die Abscheidung des Thorium B auf dem Nickel durchaus keine quantitative war. Außerdem dauerte das Eindampfen der doch immerhin mehrere Kubikzentimeter betragenden Lösung so lange, daß selbst bei guter Abtrennung des Thorium B bis zum Beginne der Messung ein großer Betrag von Thorium B sich zurückgebildet hatte. Wir versuchten daher die Abtrennung des Thorium B mittelst Tierkohle. Levin[1]) hat bereits gezeigt, daß verschiedene radioaktive Zerfallsprodukte mittelst Tierkohle in recht befriedigender Ausbeute abgeschieden werden können, nämlich Uran X, Radioaktinium, Thorium $B+C$. Auch wir fanden, daß Thorium $B+C$ in sehr großer Menge mit der Tierkohle niedergerissen wird. Allerdings war die Abfallskurve für starke Präparate nicht rein exponential, einige Prozent Thorium A waren mitgerissen worden.

Zur Herstellung von ganz reinem Thorium $B+C$ halten wir die Abscheidung auf Nickel für besser. Anders wird es aber, wenn es sich um das Thorium A handelt. Um aus einer Lösung des aktiven Niederschlags das Thorium $B+C$ quantitativ zu entfernen, ist es nur nötig, mit einer nicht zu geringen Menge von Tierkohle einmal den größten Teil des Thorium $B+C$ auszufällen und dem Filtrat durch weiteren Zusatz von Tierkohle die letzten Anteile zu entziehen. Die übrigbleibende Lösung ist dann anfangs völlig frei von Thorium $B+C$. Um nun möglichst schnell das Thorium A zur Messung zu bringen, arbeitet man zweckmäßig mit sehr geringen Flüssigkeitsmengen, die sich in etwa 2—4 Minuten auf dem Porzellanschälchen eindampfen lassen. Die ganze Operation von der letzten Fällung mit Tierkohle bis zum Beginn der Messung des eingedampften und abgekühlten Präparates im Elektroskop konnte auf diese Weise auf eine Zeitdauer von 7 Minuten herabgedrückt werden.

Zum Beweise, daß zur Zeit 0, also unmittelbar nach der zweiten Fällung mit Tierkohle, die Lösung quantitativ von Thorium $B+C$ befreit war, wurde gleichzeitig mit den Absorptionsmessungen im β-Elektroskop mit einem kleinen Teile derselben Substanz eine Aktivitätsmessung in einem α-Elektroskop vorgenommen, und der zeitliche Anstieg der α-Aktivität experimentell bestimmt. Der auf die Zeit 0 extrapolierte Wert der α-Aktivitätskurve ging durch den Nullpunkt des Koordinatensystems, zeigt also, daß unsere Voraussetzung richtig war.

Um die Anstiegskurve für die β-Aktivität zu bekommen, wurde während der Absorptionsmessungen das Präparat von Zeit zu Zeit unbedeckt gemessen.

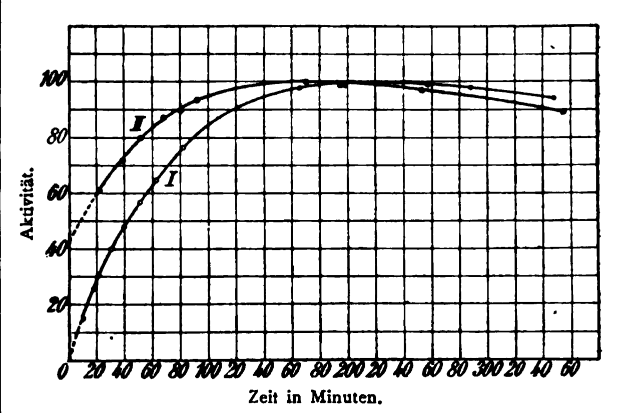


Fig. 3.

Fig. 3, Kurve I zeigt den Anstieg der α-Aktivität, Kurve II den der β-Strahlen. Die Messung für die Kurve II wurde allerdings erst 21 Minuten nach der Abtrennung des Thorium $B+C$ vorgenommen, weil die ersten Messungen mit mehreren Aluminiumfolien gemacht worden waren, die natürlich bei der großen Absorbierbarkeit der β-Strahlen des Thorium A längere Zeit in Anspruch genommen hatten. Immerhin sieht man, daß durch Extrapolation auf die Zeit 0 eine von der α-Strahlenkurve durchaus verschiedene Kurve resultiert. Als Anfangsintensität für die β-Strahlen des Thorium A ergibt sich unter den von uns eingehaltenen Bedingungen ungefähr 43 Proz. Dieser Wert ist natürlich nur einwandfrei, wenn zur Zeit 0 kein Thorium $B+C$ vorhanden war, welcher Fall, wie man aus der Kurve A ersieht, vorlag. Außerdem zeigen die beiden Kurven deutlich, daß das Maximum der α-Strahlenaktivität später erreicht wird, als das für die β-Strahlen, was man unter der Annahme einer β-Strahlung des Thorium A auch erwarten muß.

Berechnet man aus der bekannten Rutherfordschen Gleichung

$$Q = \frac{n\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

durch Differentiation nach der Zeit den Zeitpunkt für die maximale α-Aktivität, so erhält man

$$T = \frac{\log\lambda_2 - \log\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\log e}$$

1) Diese Zeitschr. 8, 129, 1907.

Bei Benutzung der bekannten Werte für λ_1 und λ_2 ($HC = 10{,}6$ Stunden und 1 Stunde) erhält man für T den Wert 222 Minuten. Man erkennt aus der Kurve A die gute Übereinstimmung des experimentell gefundenen mit dem berechneten Werte. Auch das beweist die ursprünglich quantitative Abtrennung des Thorium $B + C$.

Eine Kontrolle für die β-Aktivität des Thorium A erhält man aus der Fig. 2. Wenn man nämlich den geradlinigen Teil der Kurve A (Fig. 2) nach rückwärts bis zum Nullpunkt verlängert, so erhält man den auf das Thorium $B + C$ entfallenden Anteil der Aktivität. Denn, wie wir in Fig. 2, Kurve D gezeigt haben, erfolgt unter den eingehaltenen Bedingungen die Absorption des Thorium $B + C$ von Anfang an nach einem reinen Exponentialgesetz. Der Logarithmus für die Anfangsaktivität des Thorium $A + B + C$ betrug, wie die Figur zeigt, 3,2633, der für die extrapolierte Strahlung des Thorium $B + C$ 3,0260, demnach entfallen auf das Thorium A 42,1 Proz. der Gesamtaktivität, in recht guter Übereinstimmung mit obigem Wert 43 Proz.

Wie außerordentlich stark sich die Absorptionskurven mit der Nachbildung des Thorium $B + C$ aus einem Überschuß von Thorium A ändern, zeigt Fig. 4.

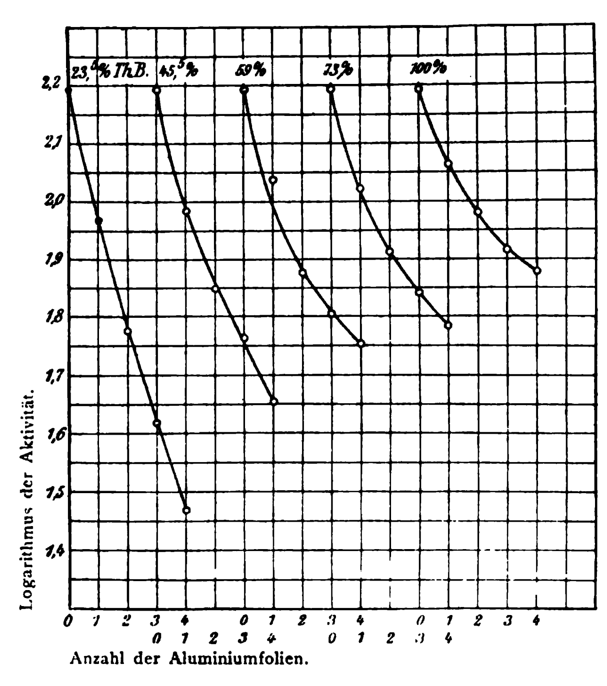


Fig. 4.

In dem vorliegenden Fall wurden die Messungen mit einem ursprünglich nur wenige Prozent Thorium $B + C$ enthaltenden Thorium A aufgeführt. Die einzelnen Messungen wurden so vorgenommen, daß jedesmal das Präparat erst unbedeckt geprüft wurde, damit man eine für den speziellen Fall brauchbare Anstiegskurve der β-Aktivität erhalte.

Die Anzahl der verwendeten Aluminiumfilter betrug 4, jedes war von der Stärke 0,045 mm. Durch noch mehr Aluminiumfolien würde, wie man noch sehen wird, nur ein sehr geringer Bruchteil der β-Strahlen des Thorium A durchgelassen werden, so daß selbst wenig Thorium $B + C$ die Wirkung des Thorium A überdecken müßte.

Diesmal wurden die Absorptionsmessungen in umgekehrter Reihenfolge ausgeführt wie sonst, indem mit der größten Anzahl der Filter begonnen wurde. Die fünf Kurven repräsentieren die zu verschiedenen Zeiten unter identischen Bedingungen aufgenommenen Messungen und zeigen auf das allerdeutlichste, wie allmählich die sehr viel stärker durchdringenden Strahlen des Thorium $B + C$ gegenüber der anfangs fast reinen Thorium A-Strahlung in Erscheinung treten. Die Kurve 5 entspricht dem normalen Gleichgewichtszustand von Thorium $A + B + C$. Sie wurde etwa 5 Stunden nach Abtrennung des Thorium A aufgenommen. Die Werte sind der Übersichtlichkeit halber auf gleiche Aktivität umgerechnet.

Die während der einzelnen Messungen auftretenden Intensitätsänderungen sind ebenfalls berücksichtigt.

Aus diesen Kurven läßt sich der scheinbare Absorptionskoeffizient der β-Strahlen des Thorium A berechnen.

Bezeichnet man mit p den prozentuellen Bruchteil der maximalen Stärke des Thorium $B + C$, der zu einer bestimmten Zeit vorhanden war, mit J_A die maximale Strahlungsintensität der β-Strahlen von Thorium A, mit J_B die gleiche Größe für Thorium B, mit λ_A und λ_B die beziehungsweisen Absorptionskoeffizienten für Aluminium, so wird die gemessene Ionisationsstärke J, wenn man die Voraussetzung macht, daß J_A während der kurzen Zeit, über welche sich die beiden ersten Messungen erstreckten, konstant bleibt, durch den Ausdruck gegeben

$$J = J_A e^{-\lambda_A x} + J_B \cdot p e^{-\lambda_B x}$$

$$= J_A e^{-\lambda_A x} \left[1 + \frac{J_B}{J_A} e^{(\lambda_A - \lambda_B) x} \right]$$

daher $\log \text{nat}\, J = \log \text{nat}\, J_A - \lambda_A x + \log \text{nat} \left[1 + \frac{J_B}{J_A} \cdot p e^{(\lambda_A - \lambda_B) x} \right]$. Setzt man $\log \text{nat}\, J$ gleich y und berücksichtigt, daß man für kleine Werte von x λ_B gegen λ_A in erster Annäherung vernachlässigen kann, so erhält man

$$\frac{dy}{dx} = -\lambda_A + \frac{\lambda_A \frac{J_B}{J_A} p e^{\lambda_A x}}{1+\frac{J_B}{J_A} p e^{\lambda_A x}} = \frac{-\lambda_A}{1+\frac{J_B}{J_A} p e^{\lambda_A x}}.$$

$\frac{dy}{dx}$ ist die trigonometrische Tangente des Winkels, den die im Punkte x an die Kurve gelegte Tangente mit der Abszissenachse einschließt. Sie sei mit a bezeichnet. Die obige Gleichung läßt sich dann in der Form schreiben

$$a + \lambda_A = -a \frac{J_B p}{J_A} e^{\lambda_A x}.$$

Bei gleichem Wert von x gilt für einen andern Wert p'

$$a' + \lambda_A = -a' \frac{J_B p'}{J_A} e^{\lambda_A x}.$$

Daher $\frac{a+\lambda_A}{a'+\lambda_A} = \frac{a p}{a' p'}$.

a und a' kann man aus den beiden ersten Kurven entnehmen, wobei zu berücksichtigen ist, daß in den Kurven die Briggschen Logarithmen eingetragen sind, p und p' sind aus der α-Anstiegskurve bekannt, daher läßt sich λ_A aus obiger Gleichung berechnen. Es ergibt sich, daß durch 0,05 mm Aluminium die Hälfte der β-Strahlung des Thoriums A absorbiert wird.

Um diese auf rechnerischem Wege erhaltenen Resultate auf andere und unabhängige Weise zu kontrollieren, wurden noch einmal Absorptionsmessungen mit dem für die Kurve der Fig. 3 verwendeten, anfangs völlig reinen Thorium A-Präparat ausgeführt. Für jede einzelne Messung wurde der zugehörige Betrag an Thorium $B+C$ aus der experimentellen α-Strahlenkurve entnommen. Es wurden möglichst schnell hintereinander vier Absorptionskurven aufgenommen. Als absorbierende Folien wurden diesmal im ganzen drei Aluminiumblätter von 0,1035 mm Dicke verwendet.

Um die ersten Absorptionskurven bei möglichst großem Überschuß von Thorium A zu erhalten, wurde sofort und zwar 7 Minuten nach Herstellung des Präparates die Messung mit den drei Aluminiumfolien vorgenommen. Natürlich war der durch diese Aluminiumfolien durchgehende Betrag der β-Strahlung des Thorium A nur noch gering, und die Messung hätte, wenn sie über dieselben fünf Skalenteile ausgeführt worden wäre, wie alle anderen Messungen, trotz des verwendeten starken Präparates recht lange gedauert und wäre durch das während dieser Zeit entstehende Thorium $B+C$ ungenau geworden. Wir halfen uns, indem wir nur 2 Teilstriche maßen, und der Berechnung für den Gehalt an Thorium $B+C$ das Mittel aus der Zeit zu Anfang und Ende der Messung zugrunde legten. Wir nahmen daher als Zeitpunkt f für die erste Messung den Wert von 9 Minuten, welchem ein Gehalt von 14,5 Proz. Thorium $B+C$ entspricht.

Die sämtlichen vier Messungsreihen geschahen in einem Zeitraum von 55 Minuten, während dem also nur etwa 5,8 Proz. Thorium A zerfallen waren, so daß wir, ohne große Fehler zu begehen, die Strahlung des Thorium A für dieses ganze Zeitintervall als konstant ansehen konnten.

Wir bestimmten nun, wie angegeben, den zu jeder einzelnen Absorptionsmessung zugehörigen Betrag des Thorium B-Gehaltes und trugen diese experimentell gefundenen Werte als Abszissen, als Ordinaten die Logarithmen der gefundenen Aktivität auf. Die so erhaltenen Kurven stellen für jede einzelne Filterzahl die Zunahme der Aktivität als Funktion des jeweiligen Thoriums $B+C$-Gehaltes dar. Extrapoliert man diese Werte für $x=0$, d. h. für den Thorium-$B+C$-Gehalt 0, so erhält man den auf das Thorium A entfallenden Betrag der Ionisation für verschiedene Dicken der absorbierenden Schicht.

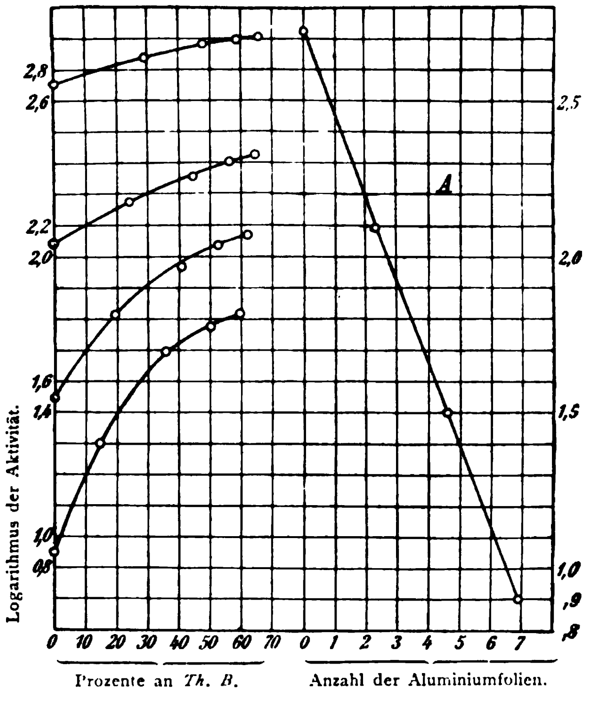


Fig. 5.

Fig. 5 zeigt die in der angegebenen Weise konstruierten Kurven; die aus ihnen extrapolierten Werte für die Thorium A-Strahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Konstruiert man aus diesen Werten in der gewöhnlichen Weise die Absorptionskurve, in-

Tabelle 1.

Aluminiumfolien in mm	log J_A
0,310	0,200
0,207	0,800
0,1035	1,395
0	2,00

dem man die Logarithmen der Aktivität als Ordinaten, die Dicke der Aluminiumfolien als Abszissen aufträgt, so erhält man eine gerade Linie, wie Fig. 5, Kurve A zeigt.

Die Absorption erfolgt also auch hier, wie beim Thorium $B + C$, nach einem reinen Exponentialgesetz, und zwar ergibt sich aus der Kurve, daß die Hälfte der β-Strahlen des Thorium A durch 0,051 mm Aluminium absorbiert wird. Dieser experimentell gefundene Wert schließt sich dem oben berechneten von 0,05 mm sehr gut an.

Von den bekannten typischen β-Strahlen sind unseres Wissens die des Thorium A am leichtesten, die des Thorium $B + C$ am wenigsten absorbierbar. Die Tatsache, daß die unter den von uns eingehaltenen Bedingungen ausgeführten Absorptionsmessungen auch für unendlich dünne Schichten ein reines Exponentialgesetz ergaben, legte uns die Vermutung nahe, daß auch die anderen β-Strahlensubstanzen, soweit es sich um einheitliche Produkte handelt, ein ähnliches Verhalten zeigen würden, und daß in den Fällen, wo der scheinbare Absorptionskoeffizient mit Zunahme der Dicke der durchstrahlten Schicht abnimmt, keine einheitliche β-Strahlensubstanzen vorlägen. Wir zogen deshalb in den Kreis der Untersuchung noch einige andere β-Strahlenkörper ein und zwar Uran, Radium und Radioblei.

Uran.

Über die β-Strahlen des Urans liegt eine ganze Anzahl von Arbeiten vor, auf die wir zum Teil noch zurückkommen.[1]) Für uns kam es natürlich nicht darauf an, die einzelnen Versuche zu wiederholen, sondern lediglich auch das Uran unter den von uns schon angegebenen Bedingungen zu untersuchen. Wie schon lange bekannt ist, sendet Uran selbst keine β-Strahlen aus, sondern diese rühren vom Uran X her. Die von Schlundt und Moore und von Heß zuerst beobachteten, von Levin als β-Strahlen erkannten sehr leicht absorbierbaren Strahlen des Uran X kommen für unsere Versuche nicht in Betracht, da deren Durchdringungsvermögen von der Größenordnung des Durchdringungsvermögens der α-Strahlen ist, und selbst die schnellsten α-Strahlen in unser Versuchsgefäß nicht ionisierend eindringen konnten.

1) Schlundt und Moore, Phil. Mag., Okt. 1906; Crowther, Phil. Mag. (6) **12**, 379, 1906; Levin, diese Zeitschr. **8**, 129 und 585; 1907; Heß, Wien. Ber. **116** (IIa), 109, 1907; H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **23**, 671, 1907.

Es war daher von vornherein zu erwarten, daß unter sonst gleichen Versuchsbedingungen die Kurven für Uran und Uran X identisch sein würden. Dies ist tatsächlich der Fall. Die Trennung von Uran X geschah nach der von Levin angegebenen Methode mittelst Tierkohle.[1])

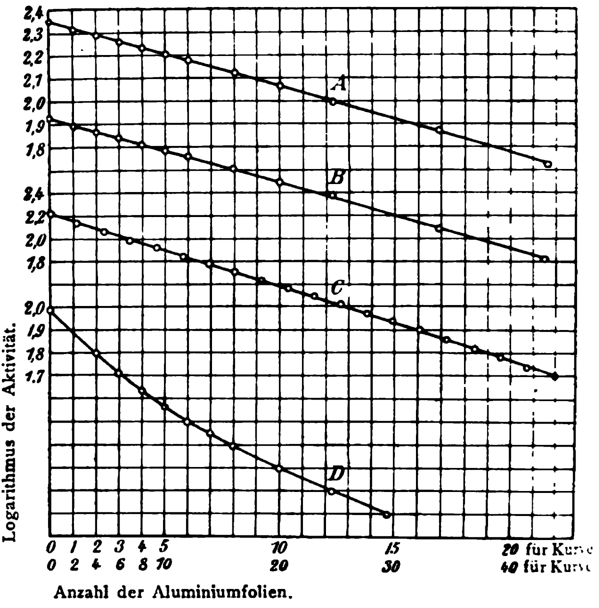


Fig. 6.

Fig. 6, Kurve A zeigt den Befund für Uran, Kurve B für Uran X. Beide lagen in ziemlich dicker Schicht vor. Kurve C stellt eine Absorptionskurve für ein etwas stärkeres Präparat von Uran X in dünner Schicht vor. Die Kurve wurde doppelt so weit aufgenommen, als die Kurve A und B, und ist in der Zeichnung auf die Hälfte verkleinert. Die Neigung der Kurven ist aus den schon oben erwähnten Gründen eine verschiedene, indem die der dünnen Schicht steiler verläuft, immer aber ist ein reines Exponentialgesetz befolgt. Der in Uran enthaltene minimale Betrag von Radium hat auf den Verlauf der Kurven keinen Einfluß.

Radium.

Vom Radium haben wir nur eine einzige Absorptionskurve aufgenommen und zwar die für ein ziemlich schwaches Präparat in unendlich dünner Schicht im Gleichgewicht mit seinen ersten Zerfallsprodukten. Da nur Radium B und Radium C β-Strahlen aussenden, so hat das anwesende Radium selbst keinen Einfluß auf die Kurve.

1) Diese Zeitschr. **7**, 694, 1906.



Fig. 6, Kurve D zeigt das Messungsresultat und läßt mit großer Deutlichkeit auf die komplexe Natur der β-Strahlen schließen. Leider haben uns nicht hinreichend große Mengen Radium zur Verfügung gestanden, um durch eine Trennung des aktiven Niederschlages eine Aufnahme der Absorptionskurven für reines Radium C zu ermöglichen.

Wir hoffen indes, daß wir dies noch nachholen können.

Radioblei.

Als Ausgangssubstanz dienten mehrere Gramm eines schön kristallisierten Radiobleichlorids, dessen β-Aktivität sehr bequem zu messen war. Die Stärke der Aktivität im Verhältnis zum Uran haben wir nicht genauer bestimmt.

Die ersten Messungen wurden mit 1,5 g der Substanz, die gleichmäßig über den bei früheren Messungen verwendeten Porzellandeckel ausgebreitet war, ausgeführt.

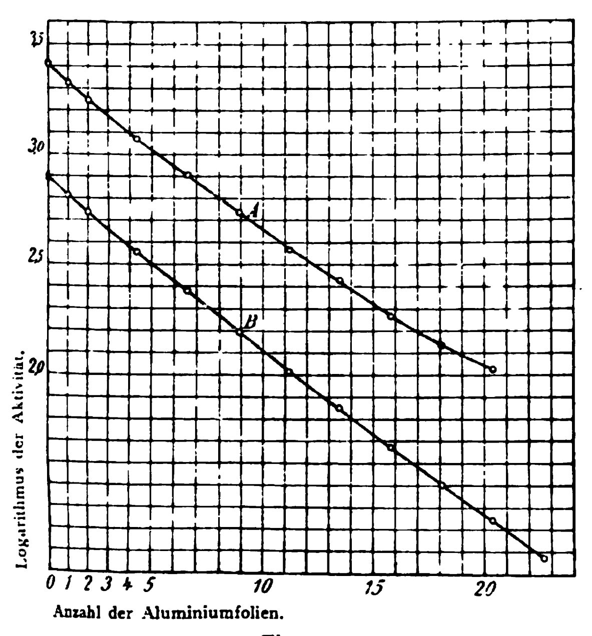


Fig. 7.

Fig. 7, Kurve A stellt die erhaltenen Absorptionsmessungen dar. Die Kurve verläuft anfangs fast geradlinig, wird aber von etwa von 0,7 mm an, also bei mehr als 7 Proz. der ursprünglichen Aktivität, merklich flacher. Es war ausgeschlossen, daß hier schon γ-Strahlen des Radiobleis vorlagen, da Meyer und v. Schweidler[1]) schon früher gezeigt haben, daß die γ-Strahlen des Radiobleis nur weniger als 0,3 Promille ausmachen können und H. W. Schmidt[2]) die γ-Strahlen zu 0,16 Promille von der β-Strahlung bestimmt hat. Selbstverständlich war in unserem Falle der Anteil der γ-Strahlen ein größerer, da wir mit recht dicken Schichten gearbeitet haben; 7 Proz. konnte er aber nicht ausmachen.

Mit dem angegebenen Radiobleipräparat konnte eine Absorptionskurve für dünne Schicht nicht aufgenommen werden, da das schwere Blei natürlich sehr stark absorbierend wirkt. Wir suchten daher das Radium E vom Radioblei abzutrennen.

Meyer und v. Schweidler haben die Trennung auf elektrolytischem Wege mit gutem Erfolg durchgeführt. Da sich bei den anderen Substanzen sehr leicht mit Tierkohle Trennungen der schnell zerfallenden Bestandteile von den langsamer zerfallenden ausführen ließen, so versuchten wir dieselbe Methode auch in diesem Fall anzuwenden.

Fünf Gramm Radioblei wurden in heißem Wasser gelöst und von einer geringen Spur von Verunreinigung abfiltriert. Dem kochenden klaren Filtrat wurden in kurzen Zwischenräumen 2—3 Messerspitzen voll Tierkohle zugefügt und die Flüssigkeit noch einige Minuten kochen gelassen. Dann wurde abfiltriert und die Tierkohle mit heißem Wasser auf dem Filter nachgewaschen. Der nach dem Veraschen des Filters + Tierkohle übrig bleibende Rückstand wog knapp 0,02 Gramm und zeigte im β-Elektroskop gemessen eine sehr starke Wirkung. Das eingedampfte Radioblei selbst hatte seine β-Strahlenaktivität zum größten Teil verloren. Eine Prüfung der oben erwähnten abfiltrierten Verunreinigung ergab ebenfalls sehr starke β-Strahlung, weshalb sie noch zu der Tierkohle hinzugefügt wurde.

Wir hatten auf diese Weise fast die gesamte Aktivität der 5 Gramm Radioblei auf wenige Hundertstel Gramm Radium E konzentriert. Man konnte natürlich von vornherein nicht wissen, ob durch die Tierkohle Radium $E_1 + E_2$ oder nur Radium E_2 abgetrennt worden war. Es wurden daher Messungen an zwei aufeinander folgenden Tagen vorgenommen, um diese Frage zu entscheiden. Die gefundenen Werte deckten sich befriedigend mit der Zerfallsperiode, wie sie von Meyer und von v. Schweidler für Radium E_2 angegeben worden ist. Mit diesem beträchtlich starken Präparat wurden nun Absorptionsmessungen in ziemlich dünner Schicht ausgeführt.

Die erhaltene Kurve war wiederum nicht rein exponential, sondern begann weit oberhalb der merkbaren Wirkung der γ-Strahlen flacher zu werden. Man sieht daraus, daß die Ursache dieser Erscheinung durch die Abtrennung des Radium E_2 vom Radioblei nicht beseitigt worden war. Da außer dem Mesothor die bisher gemessenen einheitlichen β-

1) Wien, Ber. 115 (IIa), 697, 1906.
2) Diese Zeitschr. 8, 361, 1907.

Substanzen Abklingungskurven nach einem reinen Exponentialgesetz ergeben hatten, so nahmen wir an, daß auch bei unserem Radium E_2 keine einheitlichen β-Strahlen vorlagen.

Das von uns verwendete Radioblei ist, wie uns mitgeteilt worden war, nicht ganz radiumfrei. Wir machten daher mit 0,1 Gramm des noch nicht verarbeiteten Radiobleis eine quantitative Radiumbestimmung. Die 0,1 Gramm wurden in wäßriger Lösung ausgekocht, in einem verschlossenen Gefäß einige Tage stehen gelassen und die neugebildete Emanation in ein Emanationselektroskop eingeblasen. Die Aktivität wurde nach drei Stunden gemessen und auf den Gleichgewichtszustand umgerechnet. Verglichen wurde der Befund mit der Aktivität eines Radiumstandards, der $0{,}135 \cdot 10^{-8}$ Gramm Radiumbromid enthielt. Die in 1 Gramm Radioblei enthaltene Radiummenge ergab sich zu $1{,}7 \cdot 10^{-7}$ Gramm Radium. Um einen Einblick in die Wirkung der β-Strahlen einer solchen Radiummenge zu bekommen, diente ein weiterer Radiumstandard, nämlich eine auf einem Uhrschälchen eingedampfte Probe von $0{,}54 \cdot 10^{-6}$ Gramm Radiumbromid. Wir erkannten daraus, daß die in den früher von uns gemessenen 1,5 Gramm Radioblei enthaltene Radiummenge sehr wohl im β-Elektroskop nachweisbar sein mußte und daher die Verflachung der Kurven hervorrufen konnte. [Aktinium dürfte wohl im vorliegenden Falle nicht in Betracht kommen; denn eine mit 0,1 Gramm des Radiobleis vorgenommene Prüfung auf Aktiniumemanation hatte kein positives Resultat ergeben.]

Zum definitiven Beweis dieser Annahme wurden die früher verwendeten 1,5 g Radioblei in einer eben hinreichenden Menge heißen Wassers gelöst, ohne zu filtrieren einige Minuten gekocht, dann zur Trockene eingedampft und unter denselben Bedingungen gemessen. Die Messung des eingedampften Präparates geschah einige Stunden nach dem Kochen. Durch das Auskochen mußte die Emanation des Radiums entfernt, der aktive Niederschlag bis zum Beginn der Messung zerfallen sein.

Die nun aufgenommene Kurve zeigt Figur 7, Kurve B. Man sieht, daß in diesem Fall ein reines Exponentialgesetz befolgt wird und daß tatsächlich die Verflachung der Kurve von der Anwesenheit des Radiums hergerührt hatte. Ob die Verflachung der Kurve des Radium E_2 ebenfalls durch Radium verursacht war, oder vielleicht doch nur durch die geringe Dicke der Schicht bedingt war, bedurfte noch der näheren Aufklärung.

Im ersten Fall mußte man die Annahme machen, daß durch Kochen mit der Tierkohle ein beträchtlicher Teil des Radiums mit dem Radium E_2 abgetrennt worden war. Wollte man in diesem Falle eine Radiumbestimmung im Radium E_2 ausführen, so hätte man die Substanz erst aufschließen müssen, um das möglicherweise in unlöslicher Form vorliegende Radium in emanierende Formen überzuführen. Bei der hier immer vorliegenden Gefahr einer Infektion mit Radium sahen wir von dieser Methode der Beweisführung ab und verfuhren folgendermaßen.

Das Radium E_2-Präparat wurde in dem Schälchen, in dem es vorher zur Untersuchung gelangt war, einige Minuten zur Dunkelrotglut erhitzt, so daß anzunehmen war, daß wenigstens ein großer Teil der ev. vorhandenen Emanation entfernt wurde. Nach einigen Stunden wurde wieder eine Messung ausgeführt. Die erhaltene Kurve war aber noch nicht rein exponential, sondern zeigte noch eine gewisse Verflachung. Wir überließen nun das Präparat einige Tage sich selbst, dann wurde abermals eine Absorptionsmessung vorgenommen. Da während dieser Zeit Radium E_2 zum Teil zerfallen, Radium $B + C$ aber eher in größerer Menge vorhanden sein mußte, so war eine stärkere Verflachung der Kurve zu erwarten. Das Resultat bestätigte vollständig diese Erwartung. Einesteils hatte Radium E_2 durchaus nicht mehr in dem Betrage abgenommen, als man nach seiner Zerfallsperiode hätte annehmen müssen, andrerseits war die Verflachung der Kurve sehr viel ausgesprochener und im Anfang der Kurve zeigte sich sogar ein etwas steilerer Verlauf, der wahrscheinlich den leichter absorbierbaren β-Strahlen des jetzt schon ins Gewicht fallenden Radium B zuzuschreiben war.

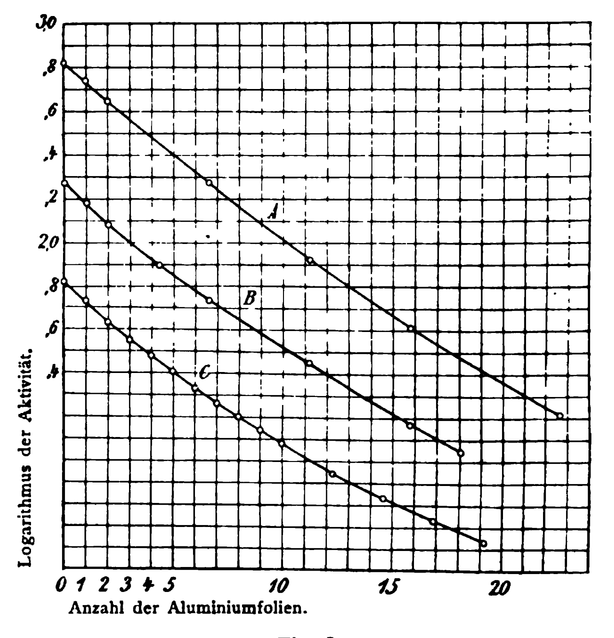


Fig. 8.

Fig. 8 zeigt die Resultate dieser Messungen. Kurve A die am 27. März zwei Stunden, nachdem das Präparat erhitzt worden war, aufgenommene Messung, Kurve B eine Messung desselben Präparates vom 30. März, Kurve C eine solche vom 2. April.

Man ersieht hieraus, daß Gemische zweier β-Strahlensubstanzen in den von uns beobachteten Fällen immer Absorptionskurven ergaben, die nach der Abszissenachse zu konvex gekrümmt sind.

Wir haben auch noch eine Reihe von künstlich hergestellten Gemischen in diesem Sinne geprüft. Liegt z. B. ein Gemisch von Mesothor und Thorium X in dünner Schicht vor, so sind die Kurven anfangs, solange sehr viel Thorium X vorhanden ist, stark gekrümmt und zeigen deutlich die starke Absorbierbarkeit der Thorium A-Strahlung. In dem Maße, als das Thorium X zerfällt, wird die Kurve flacher und nach etwa einem Monat liegen ungefähr reine Mesothorkurven vor. Ähnlich waren die Verhältnisse bei einer Mischung von Uran X und Radium E_2. Da diese Frage klargestellt zu sein scheint, so sehen wir von der Wiedergabe der mannigfachen, auf diese Weise erhaltenen Kurven ab.

Eine Frage war nun noch offen. Eine Erklärung für die gekrümmten Absorptionskurven des Mesothors sowohl in dünner als auch in dicker Schicht war noch nicht gegeben. Da wir für alle untersuchten einheitlichen β-Substanzen Absorptionskurven nach einem reinen Exponentialgesetz erhalten hatten, so zogen wir den Schluß, daß die β-Strahlung des Mesothors keine einfache, sondern eine komplexe sei.

Allerdings war bereits nachgewiesen worden, daß die Umwandlung des Thorium 1 in das Thorium 2 ohne merkbare Strahlenabgabe vor sich geht, und daß die Absorptionskurve des abgetrennten Thorium 2 identisch ist mit der des Mesothors.

Wir dachten daher an die Möglichkeit, daß auch das Thorium 2 noch ein komplexer Körper sei und führten einige Trennungsversuche in dieser Richtung aus. Einerseits wurden Versuche angestellt, um etwaige Änderungen der Zerfallszeit des Thorium 2 nachzuweisen. Es wurde zu diesem Zwecke Mesothor von Thorium 2 befreit und eine Stunde später eine neuerliche Trennung des mittlerweile nachgebildeten Thorium 2 vorgenommen. Der Abfall des neugewonnenen Thorium 2 geschah wiederum rein exponential mit der früher angegebenen Periode von 6,20 Stunden, und ein anfänglicher Anstieg oder langsameres Abfallen wurde nicht beobachtet. Schon daraus ist anzunehmen, daß, falls überhaupt zwei Substanzen vorliegen, die eine eine im Verhältnis zu 6,2 Stunden sehr kurze Lebensdauer haben muß. Wir versuchten mit Hilfe einiger Fällungsmittel Trennungen der hypothetischen schnell zerfallenden Substanz auszuführen, sind aber bis jetzt zu keinem Resultat gelangt.

Diese Vermutung der komplexen Natur des Thorium 2 auf Grund der oben aufgenommenen Absorptionsmessungen kann einigermaßen spekulativ erscheinen, findet aber eine starke Stütze in den Absorptionskurven der einheitlichen β-Substanzen.

Im Falle des Radiums und Aktiniums können wir vorläufig die Verhältnisse durchaus nicht überblicken. Die vorliegenden Arbeiten scheinen teilweise unsere Ansicht zu stützen. So hat Godlewski[1]) für die Absorption der β-Strahlen des Aktiniums ein Exponentialgesetz bestätigt gefunden, andrerseits gibt aber H. W. Schmidt[2]) Absorptionskurven für Radium C an, die keinen einfach exponentiellen Verlauf aufweisen. In derselben Arbeit macht auch H. W. Schmidt die Annahme, daß die Absorptionen einheitlicher Gruppen von β-Strahlen einem reinen Exponentialgesetz folgen und meint daher aus seinen experimentellen Kurven, dem Radium C mehrere Gruppen einheitlicher β-Strahlen zuschreiben zu müssen. Nach der Analogie mit den α-Strahlen scheint unsere Vermutung, daß einheitliche β-Strahlenprodukte auch nur eine Gruppe von β-Strahlen aussenden, a priori wahrscheinlicher. Natürlich müssen wir immer wieder betonen, daß sich unsere Folgerungen nur auf Aluminium als absorbierendes Mittel und auf die von uns eingehaltenen Versuchsbedingungen erstrecken.

Daß die experimentell gefundenen Absorptionskurven innerhalb gewisser Grenzen stark von den eingehaltenen Versuchsbedingungen abhängen, konnten wir in Bestätigung anderer Autoren, wie H. W. Schmidt, Levin, Mc Clelland, auch bei unseren Arbeiten nachweisen. So zeigte die erste Kurve, die wir mit Radium E_2 aufnahmen, einen ganz analogen Verlauf, wie die von H. W. Schmidt angegebenen, indem mit zunehmender Filterdicke der Absorptionskoeffizient anscheinend zunahm. In diesem Falle war die Schicht des Radium E_2 über die ganze Fläche eines Porzellandeckels von reichlich 5 cm Durchmesser ausgebreitet. Wenn wir die Dimension des Deckels zu 4 cm Durchmesser wählten, wie dies für alle oben angegebenen Kurven geschehen war, so trat die konkave Krümmung der Kurve nicht mehr auf, und wir erhielten die angegebene gerade Linie. Ähnliche Erscheinungen konnten wir beim aktiven Niederschlag des Thoriums beobachten, der in großen Porzellandeckeln eingedampft ebenfalls eine, wenn auch geringe konkave Krümmung der Absorptionskurve er-

1) Phil. Mag. (6) **10**, 375, 1905.
2) Ann. d. Phys. **21**, 609, 1906.

gab. Die von H. W. Schmidt vorgeschlagene Anordnung, die β-Strahlensubstanzen in einer zu der Durchlaßöffnung des Ionisationsgefäßes sehr großen Fläche auszubreiten, haben wir nicht geprüft.

In voller Übereinstimmung mit den Ansichten Braggs[1]) konnten wir wiederholt bestätigen, daß sich der Absorptionskoeffizient, abgesehen von der Schichtdicke, auch wesentlich mit der Entfernung des zu messenden Präparates vom Ionisationsgefäß ändert, und zwar wird die Kurve für dünne Schichten mit wachsender Entfernung flacher und nähert sich den für dicke Schichten bei geringerer Entfernung beobachteten. Die flachsten Kurven erhält man bei Verwendung möglichst enger Blenden, und die hierbei gefundenen Resultate werden wohl am ehesten zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten zu verwenden sein.

Immerhin haben wir in den Messungen für dünne Schichten der verschiedenen β-Strahlensubstanzen unter gleichen Bedingungen ein gewisses Maß für die relative Durchdringungsfähigkeit dieser β-Strahlen. Die nachstehende Tabelle 2 gibt die von uns gefundenen Werte.

Tabelle 2.

Substanz	zur Hälfte absorbiert in
Mesothor	0,18—0,34 mm
Thorium A	0,05 „
Thorium $(B+C)$	0,441 „
Uran X	0,434 „
Radium E_2	0,162 „

Die angegebenen Werte gelten allerdings nur für das von uns benutzte Messungsinstrument. Würden andere Dimensionen des Meßinstrumentes verwendet werden, so erhielte man auch andere relative Durchdringungsfähigkeiten, denn beispielsweise die sehr stark durchdringenden β-Strahlen des Thorium C werden in dem 17 cm hohen Ionisationsgefäß durchaus nicht vollständig ausgenutzt, während die viel leichter absorbierbaren β-Strahlen des Thorium A zu einem weit höheren Prozentsatz zur Ausnutzung gelangen. Dementsprechend würde sich wahrscheinlich die von uns mit 43 % der Gesamtionisation angegebene Wirkung der Thorium A-Strahlen in einem doppelt so hohen Elektroskop zuungunsten der Thorium A-Strahlen verschieben.

Was die Erklärung der geraden Linien als Absorptionskurven anbelangt, so stehen wir auf dem Standpunkt von H. W. Schmidt, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie nicht geändert wird. Denn da sich die β-Strahlen der verschiedenen Radioelemente nur durch ihre Geschwindigkeit unterscheiden, so könnte, wenn die Geschwindigkeit bei der Absorption geändert würde, nicht für den ganzen Verlauf ein reines Exponentialgesetz befolgt werden.

1) Trans. Roy. Soc. South Australia, S. 300, 1907.

Zusammenfassung der Resultate.

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse sind kurz die folgenden:

1. Die β-Strahlung des Thoriums rührt von 3 typischen β-Strahlenprodukten her, nämlich dem Thorium 1 + Thorium 2 (Mesothorium), dem Thorium A und dem Thorium $B+C$.

2. Die β-Strahlen des Mesothoriums liegen in ihrer Durchdringbarkeit zwischen denen des Thorium A und denen des Thorium $B+C$.

3. Thorium A und Thorium $B+C$ wurden voneinander getrennt, und die Absorptionsmessungen mit den einzelnen Produkten ausgeführt. Für die Absorption der getrennten Substanzen gilt ein einfaches Exponentialgesetz. Da bei den vorliegenden Messungen auch zerstreute oder sogenannte Sekundärstrahlen in Betracht kommen, so deutet dies darauf hin, daß für Aluminium als absorbierendes Mittel deren Geschwindigkeit die gleiche ist wie die der Primärstrahlen, worauf schon H. W. Schmidt hingewiesen hat.

4. Unter den von uns eingehaltenen Bedingungen beträgt der Anteil der Thorium A-Strahlung an der gesamten β-Ionisation des aktiven Niederschlages rund 43 %. Dieser Wert wurde auf zwei unabhängigen Wegen in guter Übereinstimmung erhalten.

5. Zum Vergleich mit diesen β-Strahlen wurden die β-Strahlen des Uran X und Radium E_2 untersucht. Für beide gilt ein einfaches Exponentialgesetz. Die beim Radium E_2 anfänglich gefundene Abweichung konnte auf einen Gehalt an Radium zurückgeführt werden.

Wir vermuten aus diesen Resultaten, daß einheitliche β-Strahlensubstanzen ähnlich wie dies bei α-Strahlen der Fall ist, nur je eine Art von β-Strahlen aussenden. Die Abweichung von dieser Annahme, die zweifellos beim Mesothor vorliegt, läßt sich vielleicht durch eine komplexe Natur des Thorium 2 erklären.

Demnach würde sich aus obigen Resultaten ergeben, daß ein rein exponentieller Verlauf der Absorptionskurven auf einheitliche β-Strahlensubstanzen, nach unten gekrümmte Kurven dagegen (Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke) auf ein Gemisch verschiedener β-Substanzen hinweist.

Die von anderen Forschern und auch zeitweise von uns beobachteten nach oben gekrümmten Absorptionskurven (Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit der Dicke der durchstrahlten Schicht) hängen wohl nur von den Versuchsbedingungen ab und können augen-

scheinlich durch geeignete Wahl dieser Bedingungen zum Verschwinden gebracht werden.

Natürlich sind diese Folgerungen noch nicht zwingend, solange die β-Strahlen des Radiums und Aktiniums nicht unter gleichen Bedingungen untersucht worden sind. Wir beabsichtigen, diese Untersuchung nach Möglichkeit in nächster Zeit auszuführen. Zum Schluß ist es uns eine angenehme Pflicht, der Jagor-Stiftung zu Berlin unsern Dank auszusprechen für die Gewährung von Mitteln zu dieser Untersuchung.

Berlin, Chemisches Institut der Universität.
8. April 1908.

Über die Bestandteile der atmosphärischen Radioaktivität.[1])

Von H. M. Dadourian.

1. Man kann sagen, daß das Studium der atmosphärischen Radioaktivität seinen Ursprung in einer interessanten Entdeckung hat, welche Elster und Geitel im Frühjahr 1901 gemacht haben.[2]) Diese Forscher fanden damals, daß ein negativ geladener Leiter, welcher eine kurze Zeit hindurch der freien Luft ausgesetzt wird, zeitweilig die Eigenschaften radioaktiver Körper aufweist. Sie zeigten dann weiter in einer Reihe von Untersuchungen[3]), daß diese Aktivität von einer Substanz im festen Aggregatzustande herrührt, welche unter der Wirkung des elektrischen Feldes von dem geladenen Körper angezogen und auf ihm niedergeschlagen wird. Der aktive Niederschlag wurde in der Weise isoliert, daß er in verdünnten Säuren aufgelöst und diese Lösung dann bis zur Trockne eingedampft wurde. Es zeigte sich, daß der Rückstand die allgemeinen Eigenschaften der schnell zerfallenden radioaktiven Produkte besaß.

Eine Anzahl von Forschern[4]), die unter verschiedenen Versuchsbedingungen und an weit voneinander getrennten Orten arbeiteten, führten ähnliche Versuche aus wie Elster und Geitel und erhielten ähnliche Ergebnisse. Rutherford und Allan[5]) untersuchten die Abfallsgeschwindigkeit des aktiven Niederschlages und fanden, daß seine Aktivität nach einem Exponentialgesetz in ungefähr 45 Minuten auf ihren Halbwert abfiel. Dieser Wert stimmt nicht eng genug mit den Halbwertperioden der Radium- und der Thoriumemanation überein, als daß man berechtigt wäre, die atmosphärische Radioaktivität der Gegenwart einer dieser beiden Emanationen in der Atmosphäre allein zuzuschreiben. Sie gelangten infolgedessen zu folgendem Schlusse: „Auf Grund der beobachteten Unterschiede des Durchdringungsvermögens und der Abfallsgeschwindigkeit dürfen wir schließen, daß die induzierte Radioaktivität aus der Luft nicht der Gegenwart irgendeiner bekannten radioaktiven Substanz in der Atmosphäre zugeschrieben werden kann."[1])

Später zeigten dann Elster und Geitel[2]), daß die Abfallskurven für die aus der Luft und die aus der Radiumemanation gewonnenen radioaktiven Niederschläge recht gut übereinstimmten. Die Beobachtungen über den Abfall wurden indessen nicht länger fortgesetzt als bis zu zwei Stunden, nachdem die Potentialdifferenz von dem negativ geladenen Körper abgeschaltet worden war. Infolgedessen war die Übereinstimmung auf ein ziemlich kleines Gebiet der Kurve für die Beziehung zwischen Aktivität und Zeit beschränkt. Außerdem war die Übereinstimmung nicht so eng, wie man in Anbetracht der Genauigkeit der Versuchsergebnisse erwarten sollte, falls der aktive Niederschlag, der aus der Luft erhalten wird, von Radiumemanation herrühren würde. Bald nach dem Erscheinen der genannten Arbeit von Elster und Geitel veröffentlichte Allan[3]) eine Arbeit, in welcher er zu folgendem Schlusse gelangte: „Der Unterschied in der Abfallsgeschwindigkeit der unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen induzierten Aktivität scheint auf die Tatsache hinzuweisen, daß die Radioaktivität der Atmosphäre von sehr komplexer Natur ist."

Bumstead[4]) war der erste, welcher das wahre Wesen der atmosphärischen Aktivität zeigte und die Übereinstimmung sowie die Abweichungen zwischen den Abfallsgeschwindigkeiten der aktiven Niederschläge erklärte, die aus der Luft, aus Radiumemanation und aus Thoriumemanation gewonnen sind. Wie andere Forscher auf dem Gebiete der atmosphärischen Aktivität, setzte auch er einen negativ geladenen Draht der Luft aus und beobachtete die Abfallsgeschwindigkeit seiner Aktivität, nachdem das elektrische Feld von dem Drahte abgeschaltet worden war. Anstatt jedoch seine Beobachtungen auf die ersten paar Stunden des Zerfallsprozesses zu beschränken, setzte er sie über die fur den vollständigen Zerfall der Radiumprodukte mit großer Umwandlungsge-

1) Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Scientific School der Yale University.

2) Elster und Geitel, diese Zeitschr. 2, 590, 1901.

3) Elster und Geitel, diese Zeitschr. 3, 305, 1902; 4. 522, 1903.

4) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) 4, 591, 1902. — Gockel, diese Zeitschr. 5, 591, 1904. — J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) 4, 352, 1902. — Himstedt, diese Zeitschr. 4, 482, 1903.

5) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) 4, 712, 1902.

1) Rutherford and Allan, Phil. Mag. (6) 4, 712, 1902.

2) Elster und Geitel, diese Zeitschr. 5, 11, 1904.

3) Allan, Phil. Mag. (6) 7, 140, 1904.

4) Bumstead, Sill. Journ. 18, 1, 1904.

schwindigkeit erforderliche Zeit hinaus fort. Da beobachtete er dann, daß eine langsam abklingende Aktivität zurückblieb, welche eine Halbwertperiode gleich der des aktiven Niederschlages der Thoriumemanation aufwies. Bei einer Expositionsdauer von drei Stunden ergab sich die Aktivität des langsam abklingenden Produktes zu drei bis fünf Hundertsteln der gesamten anfänglichen Aktivität; bei einer Expositionsdauer von zwölf Stunden hingegen betrug sie 15 Hundertstel. Wenn er die Aktivität dieses Produkts von der Gesamtaktivität zu irgendeiner Zeit subtrahierte, so fand er, daß die Abklingungsgeschwindigkeit der übrigbleibenden Aktivität sehr eng mit der eines aus Radiumemanation erhaltenen aktiven Niederschlages übereinstimmte. Er folgerte daher, daß die atmosphärische Aktivität von der Gegenwart von Radium- und von Thoriumemanation in der Luft herrühre.

Die Gegenwart von Radiumemanation in der Bodenluft war von mehreren Beobachtern lange vor der Entdeckung der wahren Natur der atmosphärischen Radioaktivität nachgewiesen worden.[1]) Diese Forscher fanden, daß zwischen den Abklingungskurven der Radiumemanation und des aus dem Boden erhaltenen „radioaktiven Gases" eine enge Übereinstimmung bestand. Späterhin habe ich[2]) dann gezeigt, daß die Radioaktivität der Bodenluft daher rührt, daß nicht nur Radiumemanation, sondern auch Thoriumemanation im Boden vorhanden ist. Es hat sich gezeigt, daß die enge Übereinstimmung zwischen den Abfallsgeschwindigkeiten des radioaktiven Gases und der Radiumemanation nicht davon herrührte, daß keine Thoriumemanation vorhanden ist, sondern davon, daß diese während der kurzen Zeit, welche die Überführung des radioaktiven Gases aus dem Boden in das Untersuchungsgefäß beansprucht, bereits zerfällt. Wegen dieses schnellen Zerfalls der Thoriumemanation ist es sehr schwer, ihre Gegenwart in der Bodenluft durch direkte Beobachtung der Abfallsgeschwindigkeit der Aktivität des radioaktiven Gases zu entdecken. Diese Schwierigkeit habe ich dadurch vermieden, daß ich die Abfallsgeschwindigkeit des aktiven Niederschlages maß, der aus Bodenluft gewonnen wurde.

In den Erdboden in der Nähe des Physikalischen Laboratoriums wurde ein Loch von 50 cm Durchmesser und 200 cm Tiefe gegraben. In dieses Loch hinein wurde ein negativ geladener Draht gehängt, der auf einen zylindrischen Rahmen aufgewickelt war. Das Loch wurde oben dicht verschlossen und die Luft mittels einer Filterpumpe entfernt, um den Draht mit frischer Bodenluft in Berührung zu halten. Nach dreistündiger Exposition wurde der Draht herausgenommen und die Abfallsgeschwindigkeit seiner Aktivität beobachtet. Ich fand, daß ungefähr 5 v. H. der gesamten anfänglichen Aktivität von den Zerfallsprodukten der Thoriumemanation herrührten und der Rest von denen der Radiumemanation.

Man muß folgendes beachten: Wenn man nicht die Expositionszeiten berücksichtigt, so liefern weder die Ergebnisse von Bumstead ein Maß für das Mengenverhältnis zwischen der Radiumemanation und der Thoriumemanation in der freien Luft zu New Haven, noch liefern meine eigenen Ergebnisse das Mengenverhältnis, in welchem diese Emanationen an der Bodenluft vorhanden sind. Die Aktivität eines Körpers, der sich mit negativer Ladung in freier Luft oder in Bodenluft befindet, rührt von mindestens sechs Zerfallsprodukten des Radiums und Thoriums her, nämlich von $Ra\,A$, $Ra\,B$, $Ra\,C$, $Th\,A$, $Th\,B$ und $Th\,C$. Jedes dieser Produkte sammelt sich an und zerfällt nach einem ganz scharf bestimmten Gesetze, welches für jede einzelne dieser Substanzen charakteristisch ist. Demgemäß sind die Mengen dieser Zerfallsprodukte, welche zu einem beliebigen Zeitpunkt während der Expositionsdauer auf dem negativ geladenen Körper vorhanden sind, im allgemeinen nicht den Mengen der entsprechenden Produkte proportional, die in der Volumeneinheit der Luft vorhanden sind.

Wir wollen annehmen, P stelle die Anzahl der zu irgendeinem Zeitpunkt während der Expositionsdauer auf dem geladenen Drahte vorhandenen Teilchen irgendeines dieser radioaktiven Produkte dar. Dann wird die beobachtete Abfallsgeschwindigkeit durch das Exponentialgesetz

$$P = P' e^{-\lambda t}$$

dargestellt, wo P' die Anzahl der Teilchen zur Zeit $t = 0$ und λ die Zerfallskonstante bedeutet. Bezeichnen wir nun mit p die Anzahl der Teilchen, welche in jeder Sekunde umgewandelt werden, so ist:

$$p = \int_t^{t+1} dP = -\lambda P.$$

Mit anderen Worten: die Anzahl der Teilchen, welche umgewandelt werden, ist proportional der Anzahl der vorhandenen Teilchen. Folglich werden in dem Zeitelement dt

$$\lambda P dt$$

Teilchen umgewandelt. Wenn die Luft im radioaktiven Gleichgewicht ist, so wird die Anzahl der Teilchen, die in jeder Sekunde auf dem Draht niedergeschlagen werden, konstant

1) Elster und Geitel, diese Zeitschr. 3, 574, 1902; 5, 11, 1904. — Ebert und Ewers, diese Zeitschr. 4, 162, 1902. — Gockel, diese Zeitschr. 4, 604, 1903. — Bumstead and Wheeler, Sill. Journ. 17, 97, 1904.

2) Dadourian, Sill. Journ. 19, 16, 1905.

sein. Bezeichnen wir diese Anzahl mit q, so erhalten wir:

$$dP = -\lambda P dt + q dt$$

für die tatsächliche Änderung der Anzahl der Teilchen während der Zeit dt.

Wenn wir integrieren und uns dabei gegenwärtig halten, daß für $t = 0$ auch $P = 0$ ist, so erhalten wir:

$$P = \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}).$$

Wenn die Zeit unbegrenzt wächst, so nähert sich die rechte Seite dieser Gleichung asymptotisch dem Werte $\frac{q}{\lambda}$. Bezeichnen wir diesen Endwert mit P_0, so erhalten wir

$$P = P_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Wenn das gerade betrachtete Zerfallsprodukt kein strahlenloses ist, so ist die von ihm hervorgebrachte Ionisation proportional der Anzahl seiner Teilchen; folglich ist

$$J = J_0(1 - e^{-\lambda t}),$$

wo J der Wert der Ionisation zu irgendeinem Zeitpunkt während der Exposition ist und J_0 der Wert, den sie erreicht haben würde, wenn die Exposition unendlich lange fortgesetzt worden wäre. Theoretisch ist eine unendlich lange Expositionsdauer erforderlich, damit irgendeines der Zerfallsprodukte auf dem Drahte seinen Gleichgewichtswert erreicht. Es ist aber nur eine verhältnismäßig kurze Expositionszeit nötig, damit die von irgendeinem der Produkte hervorgerufene Ionisation bis auf ein Hundertstel an ihren Gleichgewichtswert herankommt. Die letzte Spalte der nachstehenden Tabelle gibt die Expositionszeiten an, welche für die von jedem der sechs Zerfallsprodukte des Radiums und des Thoriums erzeugten Ionisationen erforderlich sind, damit sie das 0,99 fache ihres Gleichgewichtswertes erreichen. Thorium A braucht mehr als drei Tage, um seinen Gleichgewichtswert bis auf ein Hundertstel zu erreichen. Deshalb ist es notwendig, die Exposition mindestens drei Tage lang fortzusetzen, damit die auf dem Drahte vorhandenen Mengen der sechs Zerfallsprodukte den in der Volumeneinheit der Luft vorhandenen Mengen der entsprechenden Produkte proportional werden.

2. Freie Luft. — Ein Kupferdraht von $^1/_4$ mm Durchmesser und ungefähr 100 m Länge wurde zwischen zwei Gebäuden der Scientific School ungefähr 7 m über dem Erdboden ausgespannt. Der Draht wurde isoliert und an die negative Elektrode einer Wimshurstmaschine angeschlossen, deren positiver Pol geerdet war. Zwischen den Elektroden der Maschine wurde eine Funkenstrecke von 2 mm aufrecht erhalten. Nach viertägiger Expositionsdauer wurde die Potentialdifferenz von dem Drahte abgeschaltet und dieser in ein Versuchsgefäß gebracht. Die Ionisation wurde mittels eines mit dem Versuchsgefäß verbundenen Elektrometers nach Dolezalek gemessen. Die anfängliche Gesamtaktivität war mehr als hundertmal so groß wie die durch die spontane Ionisation in dem Apparate hervorgebrachte.

Es ergab sich, daß 20 bis 30 Hundertstel der anfänglichen Gesamtionisation von den Thoriumprodukten und der Rest von den Radiumprodukten herrührte. Mit anderen Worten: die anfängliche Ionisation, welche von den Thoriumprodukten erzeugt wurde, betrug 25 bis 40 Hundertstel der von den Radiumprodukten herrührenden. Das ist viel weniger als Blanc[2]) in Rom beobachtet hat. Blanc fand nämlich, daß von der anfänglichen Gesamtaktivität eines Drahtes, der in Rom drei Tage lang der freien Luft ausgesetzt worden war, 50 bis 70 v. H. von den Thoriumprodukten herrührten. Sowohl seine Beobachtungen als auch meine beruhen auf willkürlichen Einheiten der Ionisation. Daher läßt sich hinsichtlich des Verhältnisses der in einer Volumeneinheit der Atmosphäre zu Rom und der Atmosphäre zu New Haven vorhandenen Mengen Radiumemanation und Thoriumemanation kein Schluß ziehen. So viel aber ist gewiß, daß das Verhältnis der Thoriumemanation zur Radiumemanation in der römischen Atmosphäre größer ist als in der von New Haven.

3. Wir können uns der obigen Ergebnisse bedienen, um das Mengenverhältnis zu finden, in welchem die Thoriumemanation und die

1) Hahn, Phil. Mag. (6) **11**, 793, 1906.
2) Blanc, Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907.

Zerfalls-produkte	Reichweite der α-Teilchen	Halbwertperiode	λ	Expositionszeit, welche erforderlich ist, damit $J = 0{,}99\, J_0$ wird
Radium *Em*	4,33 cm	3,8 Tage	$2{,}11 \cdot 10^{-6}$ sec^{-1}	25,3 Tage
Radium *A*	4,83 cm	3 Minuten	$3{,}85 \cdot 10^{-3}$ sec^{-1}	0,33 Stunden
Radium *B*	(keine α-Strahlen)	26 Minuten	$4{,}44 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	2,9 Stunden
Radium *C*	7,06 cm	19 Minuten	$6{,}08 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	2,1 Stunden
Thorium *Em*	5,55 cm	54 Sekunden	$1{,}28 \cdot 10^{-2}$ sec^{-1}	6,1 Stunden
Thorium *A*	(strahlungslos)	11 Stunden	$1{,}75 \cdot 10^{-5}$ sec^{-1}	73,1 Stunden
Thorium *B*	5,0 cm	1 Stunde	$1{,}93 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}	6,6 Stunden
Thorium *C*	8,6 cm	wenige Sekunden[1])	—	—

Radiumemanation in der Volumeneinheit der Luft zu New Haven vorkommen. Zu diesem Zwecke müssen wir aber eine Beziehung zwischen der Emanationsmenge in der Volumeneinheit und der Aktivität eines der Emanation ausgesetzten Drahtes finden.

Wir wollen annehmen, es sei:

N die Anzahl der Atome Radiumemanation in 1 cm^3 Luft,
N_1 die Anzahl der Atome Radium A in 1 cm^3 Luft,
N_2 die Anzahl der Atome Radium B in 1 cm^3 Luft,
N_3 die Anzahl der Atome Radium C in 1 cm^3 Luft,
N' die Anzahl der Atome Thoriumemanation in 1 cm^3 Luft,
N_1' die Anzahl der Atome Thorium A in 1 cm^3 Luft,
N_2' die Anzahl der Atome Thorium B in 1 cm^3 Luft,
N_3' die Anzahl der Atome Thorium C in 1 cm^3 Luft,
n die Anzahl der Atome Radiumemanation, die in jeder Sekunde in 1 cm^3 Luft umgewandelt werden,
n' die Anzahl der Atome Thoriumemanation, die in jeder Sekunde in 1 cm^3 Luft umgewandelt werden,
$\lambda, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda', \lambda_1', \lambda_2', \lambda_3'$ die Zerfallskonstanten für Radiumemanation, bzw. Radium A, Radium B, Radium C, Thoriumemanation, Thorium A, Thorium B, Thorium C.

Wir wollen ferner annehmen, daß jedes Teilchen irgendeiner Gruppe der Zerfallsprodukte ein Teilchen des nächsten Produktes der Gruppe hervorbringt. Wenn sich dann diese Gruppe im radioaktiven Gleichgewicht befindet, so ist die Anzahl der Teilchen, die in jeder Sekunde umgewandelt werden, für alle Glieder der Gruppe dieselbe. Da die Luft als in radioaktivem Gleichgewicht befindlich vorausgesetzt wird, so gilt für die Radiumgruppe:

$$n = \lambda N = \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N \qquad (1)$$

und für die Thoriumgruppe:

$$n' = \lambda' N' - \lambda_1' N_1' = \lambda_2' N_2' = \lambda_3' N_3'. \qquad (2)$$

Die Anzahl der auf dem negativ geladenen Drahte vorhandenen Atome irgendeines der Zerfallsprodukte ist proportional der Anzahl der in 1 cm^3 Luft vorhandenen Teilchen desselben Produktes, vorausgesetzt, daß der Draht in radioaktiven Gleichgewichtszustand gegenüber der umgebenden Luft gelangt ist. Bezeichnen wir daher die auf dem Drahte vorhandene Anzahl der Teilchen jedes der sechs Produkte mit M (unter Beifügung der unserer obigen Bezeichnungsweise entsprechenden Indizes), so können wir schreiben:

$$\frac{M_1}{N_1} = \frac{M_2}{N_2} = \frac{M_3}{N_3} \qquad (3)$$

$$\frac{M_1'}{N_1'} = \frac{M_2'}{N_2'} = \frac{M_3'}{N_3'} \qquad (4)$$

oder:

$$N_1 = KM_1,$$
$$N_2 = KM_2,$$
$$N_3 = KM_3,$$
$$N_1' = K'M_1',$$
$$N_2' = K'M_2',$$
$$N_3' = K'M_3'.$$

Setzen wir nun in die Gleichungen (1) und (2) diese Werte ein, so erhalten wir:

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (5)$$
$$n = \lambda' N' = K'\lambda_1' M_1' = K'\lambda_2' M_2' = K'\lambda_3' M_3' \qquad (6)$$

Soweit mir bekannt ist, ist bislang noch kein Anzeichen nachgewiesen worden, das darauf schließen ließe, daß die positiv geladenen Teilchen des aktiven Radiumniederschlages mit größerer oder geringerer Kraft nach dem negativ geladenen Drahte hin angezogen würden als die des aktiven Thoriumniederschlages. Wir wollen deshalb annehmen, daß die Kraft, welche ein elektrisches Feld auf die Teilchen ausübt, für beide Gruppen dieselbe ist. Diese Annahme ist gleichbedeutend damit, daß wir $K = K'$ setzen. Wir erhalten also:

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (7)$$

und:

$$n' = \lambda' N' = K\lambda_1' M_1' = K\lambda_2' M_2' = K\lambda_3' M_3' \qquad (8).$$

Wir wollen jetzt die Aktivität des Drahtes kurz nach dem Abschalten der Potentialdifferenz betrachten. Der Betrag des RaA kann nach Verlauf der ersten paar Minuten des Zerfallsprozesses vernachlässigt werden. Der unmittelbare Beitrag, den RaA zu der Aktivität des Drahtes liefert, kann daher vernachlässigt werden. Da RaB strahlenlos ist, so können wir annehmen, daß der Anteil der Aktivität, welcher von der Radiumgruppe herrührt, proportional der Anzahl der vorhandenen RaC-Teilchen ist. Wenn wir das Ionisationsvermögen eines α-Teilchens als proportional seiner Reichweite voraussetzen, so können wir schreiben:

$$J = \nu R_3 M_3, \qquad (9)$$

wo R_3 die Reichweite und M_3 die Anzahl der α-Teilchen des RaC ist. ν ist die Anzahl der Ionen, welche von einem α-Teilchen erzeugt werden, während es sich über eine Strecke von 1 cm bewegt.

Der Anteil der Ionisation, welcher von der Thoriumgruppe herstammt, rührt von ThB und ThC her, denn da ThA keine α-Teilchen aussendet, so kann seine Wirkung vernachlässigt werden. In Ermangelung jeglichen Gegengrundes wollen wir annehmen, daß die α-Teilchen der Thoriumgruppe beim Durchlaufen einer

Strecke von 1 cm dieselbe Anzahl Ionen erzeugen wie die der Radiumgruppe. Wir können dann für den von der Thoriumgruppe herrührenden Anteil der Ionisation schreiben:

$$\mathfrak{J}' = \nu (R_2' M_2' + R_3' M_3'), \qquad (10)$$

wo ν dieselbe Konstante ist wie in der vorigen Gleichung. R_2' und R_3' sind die Reichweiten, M_2' und M_3' die Anzahl der α-Teilchen des *ThB* bzw. *ThC*. Dividieren wir Gleichung (10) durch Gleichung (9), so erhalten wir:

$$\frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}} = \frac{R_2' M_2' + R_3' M_3'}{R_3 M_3}. \qquad (11)$$

Setzen wir dann für M_2, M_2' und M_3' die Ausdrücke ein, die sich aus den Gleichungen (7) und (8) ergeben, so erhalten wir nach Vereinfachung:

$$\frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}} = \frac{N' \lambda' \lambda_3 (\lambda_3' R_2' + \lambda_2' R_3')}{N \lambda \lambda_2' \lambda_3' R_3} \qquad (12)$$

und sonach:

$$\frac{N'}{N} = \frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}} \frac{\lambda \lambda_2' \lambda_3' R_3}{\lambda' \lambda_3 (\lambda_3' R_2' + \lambda_2' R_3')}. \qquad (13)$$

Die Abfallsgeschwindigkeit von *ThC* ist meines Wissens bisher noch nicht genau gemessen worden. Es ist aber festgestellt worden, daß seine Halbwertperiode nur einige wenige Sekunden beträgt.[1] Ist das der Fall, so ist λ_3' groß gegenüber λ_2', und wir können daher die rechte Seite der Gleichung (13) vereinfachen und erhalten:

$$\frac{N'}{N} = \frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}} \frac{\lambda \lambda_2' R_3}{\lambda' \lambda_3 R_2'}. \qquad (14)$$

Wenn wir die Werte der Konstanten aus unserer Tabelle einsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{N'}{N} = 7{,}37 \cdot 10^{-5} \frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}}. \qquad (15)$$

Sehen wir als Grenzwerte von $\frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}}$ für die Luft zu New Haven 0,25 und 0,40 an, so finden wir, daß die Menge der Radiumemanation rund 30000 bis 50000mal so groß ist wie die Menge der Thoriumemanation. Setzen wir die Grenzwerte von $\frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}}$ ein, welche man aus den Zahlenangaben von Blanc[2] erhält, so ergibt Gleichung (15) für das Verhältnis der in der Atmosphäre zu Rom vorhandenen Menge Radiumemanation zu der Menge Thoriumemanation 20000 bis 30000.

1) Hahn, Phil. Mag. (6) 11, 793, 1906.
2) Blanc, Phil. Mag. (6) 13, 378, 1907.

New Haven, Conn., im Februar 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. März 1908.)

Über den täglichen Gang des Potentialgefälles.

Von D. Smirnow.

Unter dem Einfluß einiger meteorologischer Faktoren kann eine Scheidung der in gleicher Zahl auftretenden positiven und negativen Ionen vor sich gehen; so stört z. B. die Erscheinung in dem elektrischen Erdfeld einer feuchten oder staubigen Luftschicht mit geringer Ionenbeweglichkeit den vertikalen elektrischen Leitungsstrom, infolgedessen im Bereich dieser Schicht der Elektrizitätsgehalt wie auch die Feldintensität sich verändern.[1]

Für den Fall der konstanten Ionenbeweglichkeiten U und V gibt Ed. Riecke[2] die Elektrizitätsverteilung in dem elektrischen Felde, das ionisierte Luft enthält; der Einfluß der Neuanordnung der Ionen auf die ursprünglichen Elektrizitätskräfte ist dabei unbedeutend. Dieser Einfluß muß sich aber vergrößern, wenn sich die Leitungsfähigkeit einer Schicht in dem gegebenen Volum verändert.[3]

Wir wollen zu zeigen versuchen, daß man den täglichen Gang des Potentialgefälles als eine Wirkung der niedriger liegenden Luftschicht ansehen kann, vielleicht sogar ohne die Wirkung der höheren Schichten in Betracht zu ziehen.

Am Abend nach dem Sonnenuntergang tritt am Erdboden Abkühlung und Vermehrung der relativen Feuchtigkeit ein, d. h. es entsteht eine, anfangs sehr dünne, Luftschicht mit kleiner Ionenbeweglichkeit. Der Leitungsstrom wird so gestört, daß über der schwer durchdringlichen Luftschicht sich positive Ionen anhäufen; darum wird die Feldkraft über der Schicht kleiner, innerhalb derselben aber größer.

So erklärt sich das Fallen der Feldintensität gegen Abend. Dabei strebt der Leitungsstrom sich auszugleichen — er wird schwächer oberhalb der Schicht und stärker innerhalb derselben. Die Verminderung des Potentialgefälles dauert die ganze Nacht; der Grund dafür liegt nicht darin, daß der Ionenzufluß schwach ist, aber vielleicht darin, daß die feuchte Luftschicht während der Nacht immer dicker wird. Überhaupt aber registriert der Kollektor die Verminderung des Feldes nur so lange, wie unter ihm die ganze positive Elek-

1) Das zeigen klar die Beobachtungen bei Luftballonfahrten von F. Linke [„Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten". Abh. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Bd. III, S. 82, 1904] und von H. Gerdien.
2) Ed. Riecke, „Über näherungsweise gesättigte Ströme zwischen plan-parallelen Platten". Nachr. v. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Heft 4, S. 236, 1903.
3) Die Vermehrung der Luftdichtigkeit mit der Annäherung an die Erdoberfläche und die beständige Verminderung der elektrischen Leitfähigkeit müssen auch auf die Verteilung der Ladungen in der Atmosphäre wirken.

trizitätsmenge größer wird.[1]) Aber noch vor dem Sonnenaufgang und der Wiederherstellung der Leitfähigkeit der niedrigeren Luftschicht fängt die positive Ionenzahl an am Boden, d. h. unter dem Kollektor, wegen der Adsorption an der Erdoberfläche, kleiner zu werden; infolgedessen fängt die Feldintensität an größer zu werden. Die Steigerung der Feldstärke wird aber bei der ersten Wirkung der Sonnenstrahlung rasch zunehmen, denn die Leitfähigkeit am Boden stellt sich schnell her. Ohne die Wirkung der besonderen Umstände, die den Sommertypus charakterisieren, ginge die Steigerung der Feldintensität bis zum Maximum nachmittags, denn die Leitfähigkeit der Luft steigt bis zum Abend. Es ist zu bemerken, daß die Steigerung des Feldes am Morgen gleichzeitig unten und auf dem Eiffelturme (300 m hoch) eintritt.[2]) Das müßte auch geschehen, wenn der Grund dafür in der Adsorption der positiven Ladungen liegt, die sich unter beiden Kollektoren befinden.[3])

So erklärt sich der sogenannte Wintertypus, mit einem Minimum nachts und einem Maximum am Tage. Der tägliche Gang des Sommertypus zeigt die Depression von 10—4^h p., welche zu diesen Stunden auf der Höhe des Eiffelturmes fast ganz fehlt. Mehrere Details der Variation erklären sich durch die aufsteigenden Luftströme, welche sich bei der Bodenerwärmung entwickeln und mit sich die positiven Ladungen führen. Die hemmende Wirkung des Luftstroms auf die positiven Ionen zeigt sich deswegen so stark, weil die Beweglichkeit dieser Ionen relativ klein ist. Außerdem heben die steigenden Luftströme den Staub, der in bezug auf die Erde negativ geladen ist.[4]) In der Luft zerstreuen diese Staubteile ihre Ladung[5]), aber die Luft wird an negativen Ionen reicher, weil diese keinen Ausweg haben, der Zufluß der positiven Ionen aber wird durch den Luftstrom verhindert; die Staubschicht verkleinert auch die Ionenbeweglichkeit.

An einem Sommertage steigt also die positive Ionenschicht nach oben und deswegen wächst die Feldkraft auf dem Turme die ganze Zeit bis zum Abend, so lange als die positive Ladung oberhalb des Turmes sich vermehrt und unterhalb desselben sich vermindert. In den niedrigeren Schichten aber tritt gleichzeitig eine Verminderung des Feldes ein, denn oberhalb des Kollektors erscheinen negative Ladungen.[1])

Sobald die aufsteigenden Luftströme aufhören, bekommt die positive Ionenschicht freien Zutritt zur Erde; bei diesem Hinabsteigen tritt das Abendmaximum (an einigen Orten Hauptmaximum) an der Erdoberfläche auf; zur selben Zeit fällt auf dem Eiffelturme schon die Feldintensität.

Was die qualitative Seite anbetrifft, so entspricht die gegebene Erklärung den Beobachtungen, wie auch vielleicht den Veränderungen der Feldstärke bei Sonnenfinsternissen, wann dieselbe, trotz der kurzen Dauer der Bodenabkühlung, fällt. Man muß sogar annehmen, daß, wenn die aufsteigenden Luftströme vor der Finsternis schon Zeit gehabt haben sich zu entwickeln, ihr Aufhören bei der Bodenabkühlung eine temporäre Zunahme der Feldkraft hervorbringen kann, in Analogie zu dem, was oben gesagt ist.

Ob diese Erklärung der einfachen täglichen Variation durch die Veränderung der nur unter dem Kollektor befindlichen Ladungen in quantitativer Hinsicht genügen kann, ist schwer theoretisch zu lösen. Bei der Veränderung des Elektrizitätsgehalts von $\rho = 0$ bis $\rho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ E.-S. E. in der Schicht von 10 m wird die Feldintensität an der oberen Grenze dieser Schicht sich um 100 Volt/Meter verändern, z. B. von 150 bis 50 Volt/Meter. Um die 10 m $= 1000$ cm hohe Schicht mit positiver Elektrizität bis zum Betrag $\rho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ zu laden, braucht man sehr wenig Zeit, ungefähr 10 Min. bei einem Elektrizitätszufluß von 4×10^{-7} E.-S. E. in 1 Sek.[2]), freilich, wenn man hierbei die mit der Realität vollständig unvereinbare Voraussetzung macht, daß die Ionenadsorption der Erdoberfläche ganz ausgeschlossen ist, die Ionenakkumulation aber die Dichte des Leitungsstromes gar nicht verändert.

---

1) Bei dem Bodennebel wird nach den Beobachtungen von A. Gockel das Feld sehr stark (diese Zeitschr. **4**, 267, 1903; Meteorolog. Zeitschr. **25**, 14, 1908). Doch können diese Beobachtungen nicht unsere Erklärung umstoßen, denn das starke Feld ist das Endresultat eines sehr komplizierten Prozesses, bei dem Kondensation des Dampfes an den Ionen stattfindet. Herr Gockel meint, daß die Bodennebelschicht negativ geladen ist; es kann aber sein, daß die Feldkraft nur von der Anhäufung der positiven Ionen über dem Beobachter abhängt.

2) Chauveau, „Étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique". Paris 1902, Plan. XII.

3) Es ist jedoch sehr die Frage, ob der Kollektor auf dem Turme Änderungen des Feldes gibt, welche der Höhe des Turmes entsprechen.

4) Kleinere Partikelchen laden sich bei der Reibung negativ in bezug zu den größeren nach Behauptung von N. Hesehus (Journ. Russ. Phys.-Ch. Ges. **34**, 1, 1902).

5) N. Hesehus, ibidem, S. 557. G. Simpson konnte nicht die Staubladung in der Luft konstatieren (diese Zeitschr. **7**, 521, 1906).

---

1) Wir erwähnen nicht die anderen Faktoren, außer Staub, die negative Ladungen in den niedrigeren Schichten hervorbringen könnten, z. B. ultraviolette Strahlen.

2) H. Gerdien gibt für die Dichte des vertikalen Leitungsstromes an der Erdoberfläche 8×10^{-7} E.-S. E. (Nachr. d. K. G. d. W. zu Göttingen, Heft I, S. 84, 1907); für ρ gibt man viel größere Beträge als $0{,}26 \times 10^{-6}$ an. Daunderer berechnet ρ bis $0{,}9 \times 10^{-6}$, sogar im Monatsmittel (diese Zeitschr. **8**, 285, 1907). A. Gockel hat bis $+0{,}39 \times 10^{-6}$ gemessen (Meteorolog. Zeitschr. **25**, 15, 1908).

Was den experimentellen Weg anbetrifft, so ist schon nach den Beobachtungen von Daunderer[1]) kaum zu bezweifeln, daß die Veränderungen in dem Ionengehalt in der niedrigeren Luftschicht quantitativ groß genug sind, um die Schwankungen des Potentialgefälles zu erklären.

Wir wollen nun die Tatsachen andeuten, die den gegebenen Erklärungen widersprechen, z. B. den täglichen Gang der Unipolarität, der die Maxima am Morgen und am Abend, die Minima am Tage und in der Nacht aufweist, während wir unserer Erklärung gemäß eine große Unipolarität z. B. in der Nacht erwarten sollten.

Doch diesem Element können wir keine große Bedeutung zuschreiben, weil a), wie bekannt, ein gewisser Einfluß des Erdfeldes auf die Zerstreuungsapparate existiert, b) auf die Unipolarität außer der Ionenzahl auch ihre Beweglichkeit einen großen Einfluß hat[2]), und c) der tägliche Gang der Unipolarität nicht allein für heitere Tage berechnet ist; so kann ein schwaches Feld bestehen, ohne daß Überschuß von positiven Ladungen unter dem Kollektor vorhanden wäre, infolge von Wolken, welche an der unteren Oberfläche überhaupt negativ geladen sind.

Die Vergrößerung der täglichen Amplitude im Winter wäre ein großer Widerspruch, aber solch eine Vergrößerung ist nicht bewiesen für die Fälle, wo der tägliche Gang der Luftleitung am Boden klein ist. Im Gegenteil konnte Herr Benndorf in Tomsk im Winter fast gar keinen täglichen Gang des Potentialgefälles feststellen.

Der letzte Umstand erlaubt nicht, die Verstärkung des Feldes im Winter bei der Schneedecke der Wirkung der Sonnenstrahlung auf den Schnee oder überhaupt dem Einfluß der niedrigen Luftschichten zuzuschreiben; es ist schwer, damit den jährlichen Gang des Potentialgefälles auch an den Orten, wo der Winter ohne Schnee ist (Kew), zu erklären. Darum verlangt die Erklärung des jährlichen Ganges die Voraussetzungen

a) daß die Vermehrung der positiven Ladungen in oberen Luftschichten im Winter, als eine Folge der schwachen Sonnenwirkung, stattfindet oder

b) daß eine Verstärkung der eigenen negativen Erdladung im Winter der nördlichen Hemisphäre eintritt[1]), was mit der Ansicht des Herrn Rey übereinstimmt.[2])

Diese beiden Voraussetzungen a) und b) führen zu folgenden Schlüssen:

a) Im Winter, bei schwacher Sonnenwirkung, vermehren sich die positiven Ladungen in den oberen Luftschichten, und die Feldintensität steigt. In Analogie damit kann deswegen die im täglichen Gange während der Nacht beobachtete Abnahme des Feldes nicht durch den Einfluß der oberen Luftschichten erklärt werden und wird die oben angegebene Rolle der niedrigen Luftschichten für die Betrachtungen unentbehrlich.

b) Die Sonnenwirkung verstärkt das Feld; sie vermehrt sozusagen die positive Luftladung oder die negative Erdladung; wenn die Erde sich der Sonne nähert (im Winter der nördlichen Hemisphäre), wird die negative Erdladung stärker.

Was die relative Wahrscheinlichkeit dieser beiden Voraussetzungen anbetrifft, so kann man vielleicht sagen, daß die erste von ihnen mit der Annahme eines von der Sonne ausgehenden negativen Stromes übereinstimmt; sie führt aber zu der Notwendigkeit, den täglichen Gang des Potentialgefälles durch andere Ursachen als den jährlichen Gang zu erklären. Die zweite Voraussetzung b) fordert die Annahme einer Sonnenwirkung mit umgekehrtem Zeichen; in diesem Fall erklärt sich der tägliche und jährliche Gang in gleicher Weise durch die Rolle der oberen Luftschichten; es ist aber wesentlich, daß die Voraussetzung b) nur im Falle der Bestätigung der Idee von Rey annehmbar ist.

Uns erscheint also am wahrscheinlichsten die Wirkung dreier Faktoren auf das Potentialgefälle an heiteren Tagen, nämlich:

1. Der nächtlichen Abkühlung der auf dem Erdboden aufliegenden Luftschicht; durch die Verminderung der elektrischen Leitfähigkeit derselben wird eine Ansammlung positiver Ladungen am Erdboden und infolgedessen eine Abnahme des Feldes über dieser Schicht hervorgerufen. Am Morgen bei der Erwärmung des Erdbodens, wird die Feldstärke wieder hergestellt.

2. Die aufsteigenden Luftströme an

---

1) Daunderer, l. c. Frühere Versuche von F. Exner im J. 1885 ergaben auch sehr große Veränderungen der Feldintensität mit der Höhe. Damit diese Methode, den Elektrizitätsgehalt zu bestimmen, ganz zweifellos wäre, müßte man nur Wasserkollektoren brauchen.

2) Wenn wir unter der Unipolarität die Differenz $\varrho = (N_+ - N_-)\varepsilon$ verstehen und uns auf die S. 18 des Artikels von A. Gockel beziehen, dann werden wir die maximalen Größen ϱ (im Sommer zwischen 7h a. und 10h p.) von 12—1 am Tage und von 4—7 am Abend finden, es ergibt sich also keine volle Übereinstimmung mit unseren Voraussetzungen. Aber auch Herr Gockel erkennt die Existenz solcher Ionen an, welche die gebräuchlichen Instrumente nicht imstande sind zu registrieren.

1) Mit anderen Worten: Vermehrung der positiven Luftelektrizität, aber in beiden Hemisphären gleichzeitig.

2) Rey nimmt an, daß in der südlichen Hemisphäre das Feld stärker im Sommer als im Winter ist. „Observations d'électricité atmosphérique sur la terre de Graham et variation du champ à la surface du globe.“ Annuaire de la Soc. Mét. de France. Juin 1906.

Sommertagen führen positive Ladungen mit sich und lassen dabei einen Überschuß von negativen Ladungen (Staub) zurück; infolgedessen nimmt in den untersten Schichten das Feld ab.

3. Die unmittelbare Wirkung der Sonnenstrahlung ruft negative Ladungen in den höchsten Luftschichten hervor, verkleinert die positiven Ladungen der mittleren Luftschichten und verringert das Potentialgefälle an der Erdoberfläche. Im täglichen Gange tritt dieser Faktor nicht deutlich hervor, möglicherweise infolge einer Verspätung, er offenbart sich aber in ausgesprochener Weise im jährlichen Gange.

St. Petersburg, Physik. Zentral-Observatorium.

(Eingegangen 6. April 1908.)

Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts.

Von P. Zeeman.

Untersuchung der Asymmetrie nach der Methode von Fabry und Perot.

1. Im zweiten Teile meiner Arbeit über „Magnetische Auflösung von Spektrallinien und Magnetkraft“[1]) habe ich nach einer Methode, welche ich als die Methode des ungleichförmigen Feldes bezeichnet habe, die Asymmetrie erforscht, welche die Theorie von Voigt[2]) für den Fall voraussagt, daß die ursprüngliche Linie in ein Triplett aufgelöst wird.

Ein Blick auf die Tafel II meiner genannten Arbeit zeigt sogleich, daß die Beobachtung eine überraschende Bestätigung des theoretischen Ergebnisses von Voigt erbringt, daß die auf der roten Seite liegende Komponente des Tripletts einen etwas kleineren Abstand von der Mittellinie hat als die Komponente auf der violetten Seite.

Um indessen allen Zweifel an der Realität dieses Versuchsergebnisses auszuschließen, hielt ich es für wünschenswert, meine Arbeit nach einer Richtung hin fortzusetzen, die von der Rowlandschen Methode unabhängig ist.

Ich habe jüngst gezeigt[3]), daß man die Auflösung von Spektrallinien durch magnetische Kräfte mit Hilfe der halbversilberten parallelen Platten von Fabry und Perot untersuchen kann.

Wenn man die besondere Form des Instrumentes benutzt, bei welcher der Abstand der versilberten Flächen konstant ist, die Etalon-Form, so kann man noch zwischen zwei Wegen wählen, um die Wellenlängen der Mittellinie und der unter der Einwirkung des Magnetfeldes entstehenden Komponenten zu vergleichen.

Zunächst kann man die Feldintensität willkürlich wählen und die Durchmesser der Interferenzringe messen. Kombiniert man dann nur die Messungen solcher Ringe, die aus demselben Ringe entstanden sind, so wird die Rechnung sehr einfach. Wie ich nämlich in meiner letzten Arbeit nachgewiesen habe, ist dann nicht einmal die Kenntnis der Ordnungszahl der Ringe notwendig.

2. Man kann aber auch die Methode der Koinzidenzen benutzen und die magnetische Kraft so regulieren, daß ein Ring, der sich bei Steigerung der magnetischen Intensität erweitert, mit einem sich zusammenziehenden Ringe koinzidiert.

Die Ringe, welche auf der roten Seite des Spektrums liegenden Komponenten entsprechen, fallen dann mit Ringen zusammen, die Komponenten auf der violetten Seite angehören. Die Intensität der koinzidierenden Ringe ist dann nur wenig geringer als die der unveränderten, und dieser Umstand ist für die Genauigkeit der Messungen von Vorteil.

Es sei λ_o die Wellenlänge der mittleren Komponente des Tripletts, λ_r die der Komponente auf der roten, λ_v die der Komponente auf der violetten Seite. Dann können wir, ohne den Wert der Ordnungszahlen der Ringe zu kennen, die Rechnung nach folgendem Verfahren ausführen:

Es seien P_o, P_r, P_v die Ordnungszahlen der Ringe mit den Winkeldurchmessern x_o, x_r, x_v. Dann haben wir im allgemeinen:

$$\lambda_r = \lambda_o \frac{P_o}{P_r}\left(1 + \frac{x_o^2}{8} - \frac{x_r^2}{8}\right)$$

$$\lambda_v = \lambda_o \frac{P_o}{P_v}\left(1 + \frac{x_o^2}{8} - \frac{x_v^2}{8}\right).$$

Wenn die magnetische Kraft zunimmt, so entspricht λ_r ein sich zusammenziehender, λ_v ein sich erweiternder Ring. Wie ich bei einer früheren Gelegenheit bemerkt habe, können wir für den Fall der Strahlung in einem Magnetfelde $P_o = P_r$ oder $P_o = P_v$ setzen, wenn wir nur solche Ringe λ_r und λ_v in Betracht ziehen, die aus demselben Ringe λ_o entstehen.

Für die Anwendung der Koinzidenzenmethode ist somit das einfachste Verfahren, den Ring, der durch Übereinanderlagerung zweier anderer Ringe gebildet wird, einmal als einen aus einem kleineren Ringe λ_o stammenden Ring λ_r, und ein andermal als einen aus einem größeren Ringe λ_o stammenden Ring λ_r anzusehen.

Mißt man drei Ringe, nämlich den durch

1) P. Zeeman, „Magnetic resolution of spectral lines and magnetic force“, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.

2) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) 1, 376, 1900. S. auch die neueste Arbeit von Voigt, diese Zeitschr. 9, 122, 1908.

3) P. Zeeman, Diese Zeitschr. 9, 209, 1908. S. auch Amsterd. Proc., 28. Dez. 1907.

Zusammenfallen der Ringe λ_r und λ_v gebildeten (Durchmesser $x_c = x_r = x_v$), dann den größten Ring mit dem Durchmesser x_o und schließlich den kleineren mit dem Durchmesser x_o', so kann man das Resultat aus den einfachen Formeln:

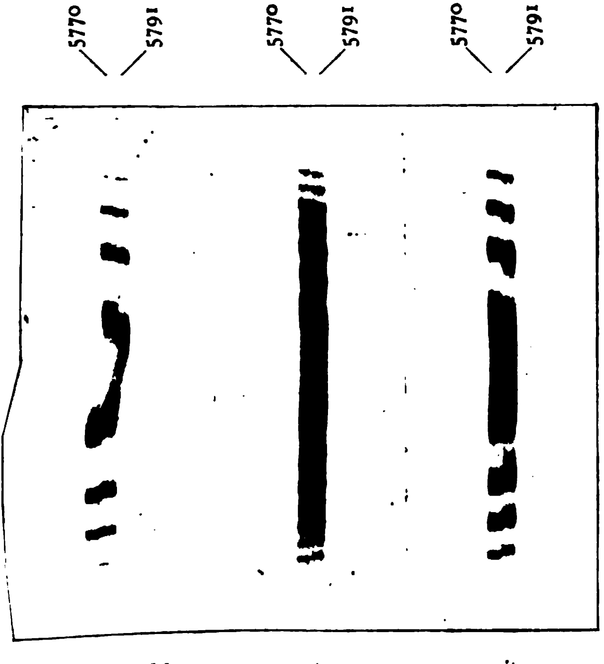
$$\lambda_r = \lambda_o\left(1 + \frac{x_o^2}{8} - \frac{x_c^2}{8}\right)$$

$$\lambda_v = \lambda_o\left(1 + \frac{x_o'^2}{8} - \frac{x_o^2}{8}\right)$$

finden.

3. Ich habe mit einem Etalon mit einem Abstand von nahezu 5 mm zwischen den Platten nach der Koinzidenzenmethode einige Messungen über die magnetische Auflösung der gelben Quecksilberlinien 5791 und 5770 Å.-E. ausgeführt.

Das Ringsystem wurde in der Brennebene einer kleinen achromatischen Linse von 18 mm Apertur und 12 cm Brennweite gebildet. Diese Brennebene fiel genau mit der Spaltebene eines Spektroskops mit einem Prisma zusammen. Die Spaltbreite wurde so weit verringert, daß die Ringe der beiden gelben Quecksilberlinien getrennt beobachtet werden konnten. Die Figur enthält Reproduktionen der Negative (in vergrößertem Maßstabe). Das erste Bild ist ohne Feld aufgenommen worden, das zweite zeigt die erste Koinzidenz (Übereinanderlagerung der Ringe λ_r und λ_v), das dritte gibt die zweite Koinzidenz wieder, bei welcher nun die Ringe λ_r und λ_v mit λ_o zusammenfallen. Die Figur bezieht sich auf Koinzidenzen bei 5770 Å.-E. Negative, welche die Koinzidenzen bei 5791



ohne Feld — erste Koinzidenz — zweite Koinzidenz

Å.-E. zeigen, weisen jedoch kaum irgendwelche Verschiedenheit von den hier abgedruckten auf.

Aus Messungen an einem halben Dutzend Negative, welche die erste Koinzidenz zeigen, ergab sich, daß eine Trennung um 0,166 Ångström-Einheiten bei der Linie 5770 Å.-E. einer Trennung der Linie 5791 Å.-E. um 0,160 Å.-E. nach Rot und um 0,177 Å.-E. nach Violett hin entspricht.

Nun entspricht nach den im § 6 meiner oben in § 1 erwähnten Arbeit gemachten Angaben[1]) eine Trennung um 0,166 Å.-E. einer Feldstärke von 9130 Gauß.

Betrachten wir als den Gegenstand unserer Untersuchung die Bestimmung des Zahlenwertes für die Asymmetrie, so können wir aus den gemachten Angaben entnehmen, daß er 0,017 Å.-E. beträgt. Eine Diskussion der zu befürchtenden systematischen Beobachtungsfehler zeigt, daß die Werte 0,015 Å.-E. und 0,019 Å.-E. noch möglich sind, daß hingegen die Werte 0,011 Å.-E. und 0,023 Å.-E. sehr unwahrscheinlich sind.

Einige nach der Methode der Durchmesser angestellte Messungen weisen darauf hin, daß die Genauigkeit der nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse etwas größer ist als die hier gewonnene.

Die erhaltene Genauigkeit stimmt jedoch vorzüglich mit dem überein, was wir bei Anwendung der Angaben von Fabry und Perot[2]) auf unseren Fall erwarten müssen.

Aus unseren Messungen mit der Methode der versilberten Platten geht zweierlei deutlich hervor, nämlich erstens, daß die positiven Resultate, welche ich bei früherer Gelegenheit nach der Rowlandschen Methode hinsichtlich der asymmetrischen Auflösung in starken Feldern erhalten haben, eine reale Bedeutung besitzen; zweitens, daß die Asymmetrie auch in schwächeren Feldern bestehen bleibt und von solchem Betrage ist, wie zu erwarten steht, wenn Feldstärke und Asymmetrie angenähert proportional sind.

4. Nehmen wir das Vorhandensein und das Wesen der asymmetrischen Auflösung in Übereinstimmung mit der Theorie von Voigt als bewiesen an, so ist sicherlich eine Deutung der Ergebnisse in der Sprache der Elektronentheorie äußerst interessant.

Lorentz[3]) hat die Voigtschen Gleichungen aus der Elektronentheorie abgeleitet, oder genauer gesagt, er gibt ein System von Gleichungen, welche zu demselben Ergebnis führen wie die Voigtschen.

---

1) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.

2) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys., Jan. 1902.

3) H. A. Lorentz, Rapports présentés au Congrès International de Physique, 1900.

Es sei H die magnetische Feldintensität, λ die Wellenlänge der mittleren Komponente, $\delta\lambda_1$ und $\delta\lambda_2$ die Wellenlängendifferenzen zwischen ihr und den Komponenten auf der roten und auf der violetten Seite, V die Lichtgeschwindigkeit im Äther, und $\frac{e}{m}$ das bekannte Verhältnis zwischen Ladung und Masse des Elektrons. Dann ist nach Lorentz:

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi V}{H\lambda^2} \sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}. \qquad (1)$$

Für $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$ geht diese Formel in die Gleichung über, welche zuerst die Bestimmung von $\frac{e}{m}$ ermöglichte. Dieses Verhältnis wird in elektromagnetischen Einheiten gefunden.

Bezeichnet N die Anzahl der Moleküle in der Volumeneinheit, und schwingt in jedem Molekül ein Atom, so haben wir nach Lorentz weiter:

$$Ne = \frac{H}{2\lambda V} \frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}}, \qquad (2)$$

eine Formel, die bereits von Gehrcke und von Baeyer[1]) mitgeteilt worden ist.

Meine eigenen Beobachtungen über die Asymmetrie (siehe § 5 meiner mehrfach erwähnten Arbeit)[2]) scheinen auf den ersten Blick mit dieser Formel im Widerspruch zu stehen. Eines meiner Ergebnisse besagt, daß die Asymmetrie sich mit der Feldstärke ändert; demnach muß sich nach (2) auch Ne ändern, weil sich H und $\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}$ nahezu im gleichen Verhältnis ändern. Nun muß sich eine Zunahme von Ne, oder der Anzahl strahlender Teilchen in der Volumeneinheit, in dem Strahlungsvermögen der Vakuumröhre offenbaren. Eine Betrachtung der Tafel II meiner genannten Arbeit[3]) zeigt, daß bei meinen Versuchen die Lichtintensität der Komponenten tatsächlich im stärksten Teile des Feldes ein Maximum gewesen ist. Wir müssen daher folgern, daß die Verhältnisse des leuchtenden Quecksilberdampfes in dem Geißlerrohre in den verschiedenen Teilen des ungleichförmigen Magnetfeldes ein wenig verschieden waren.

Wir scheinen also mit Voigt[4]) annehmen zu müssen, daß die Änderung des Asymmetriebetrages von Verschiedenheiten in den Verhältnissen des strahlenden Dampfes herrührt.

5. Nachstehende Tabelle I gibt die Ergebnisse der nach Gleichung (1) und (2) auf Grund meiner Beobachtungen an der Linie 5791 Å.-E. ausgeführten Rechnungen wieder. Die letzte Reihe der Tabelle bezieht sich auf die im ersten Abschnitt dieser Arbeit erwähnten Beobachtungen.

Tabelle I.

$\frac{e}{m}$	Ne	Mittlere Auflösung bei 5770 Å.-E.	H
$1{,}92 . 10^7$	$8{,}10 . 10^{-4}$	0,532 Å.-E.	29220
$1{,}92 . 10^7$	$6{,}24 . 10^{-4}$	0,440 „	24140
$1{,}90 . 10^7$	$5{,}97 . 10^{-4}$	0,399 „	21910
$1{,}87 . 10^7$	$5{,}03 . 10^{-4}$	0,328 „	18020
$1{,}87 . 10^7$	$4{,}33 . 10^{-4}$	0,270 „	14800
($2{,}07 . 10^7$	$4{,}58 . 10^{-4}$	0,166 „	9130)

Dividieren wir die Zahlen der zweiten Spalte durch die der ersten, so finden wir, daß die schwingende Masse (die vermutlich vollständig elektromagnetischer Natur ist) sich nur auf $4 \cdot 10^{-11}$ bis $2 \cdot 10^{-11}$ Gramm/cm^3 beläuft.

Nehmen wir den von J. J. Thomson angegebenen Wert von e, nämlich $1{,}1 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten, an, so können wir die Anzahl N finden. Die Anzahl der in der Volumeneinheit vorhandenen Elektronen, welche die Strahlung der Quecksilberlinie 5791 Å.-E. in einer Vakuumröhre hervorrufen, scheint sonach bei unseren Versuchsbedingungen, und je nach der magnetischen Feldstärke, zwischen $8 \cdot 10^{16}$ und $4 \cdot 10^{16}$ im cm^3 zu liegen.

Wir können annehmen, daß bei diesen Versuchen die Temperatur in der Vakuumröhre etwa zwischen 100^0 und 120^0 lag. Die diesen Temperaturen entsprechenden Dampfdrucke des Quecksilbers sind nach Hertz 0,29 bzw. 0,78 mm. Aus diesen Tatsachen im Verein mit anderen bekannten Zahlen können wir folgern, daß die Anzahl der an der Emission der Linie 5791 Å.-E. teilnehmenden Elektronen von derselben Größenordnung ist wie die Anzahl der vorhandenen Atome.

Der Annahme dieses Ergebnisses scheint nichts im Wege zu stehen, und die Hypothese, daß alle Atome gleichzeitig an der Lichtemission beteiligt sind, dürfte gleichfalls als die natürlichste erscheinen. Es ist indessen ganz interessant, dieses Ergebnis mit den Folgerungen zu vergleichen, die sich aus Arbeiten ergeben, welche im Amsterdamer Institut von Hallo über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in Natriumdampf[1]) und von Geest über die magnetische Doppelbrechung in der gleichen Substanz[2]) ausgeführt worden sind, sowie aus einem der Ergebnisse, welche Jean Becquerel bei seinen sehr interessanten Untersuchungen über das Verhalten des Tysonits und anderer Kristalle bei tiefen

1) E. Gehrcke und O. von Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 401, 1906; diese Zeitschr. **7**, 905, 1906.
2) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.
3) P. Zeeman, Amsterd. Proc., 30. Nov. 1907.
4) W. Voigt, Diese Zeitschr. **9**, 120, 1908.

1) Hallo, Diss. Amsterdam 1902. — Arch. Néerl. (2) **10**, 148, 1905.
2) Geest, Diss. Amsterdam 1904. — Arch. Néerl. (2) **10**, 291, 1905.

Temperaturen und in einem Magnetfeld gefunden hat.[1])

Die eben genannten Physiker kommen zu dem Schlusse, daß in den von ihnen untersuchten Substanzen nur ein kleiner Teil der Atome zurzeit an den Emissions- und Absorptionserscheinungen teilnimmt.

Natürlich ist die Annahme nicht im geringsten unwahrscheinlich, da die Verhältnisse in einem Geißlerrohr durchaus andere sind, daß in einem Vakuumrohr die Anzahl der in einem gegebenen Zeitpunkt schwingenden Atome sehr groß ist.

Asymmetrien von Wolfram- und Molybdän-Linien, nach Beobachtungen des Herrn Jack.

6. Nicht nur die von mir untersuchten Quecksilber- und Eisenlinien, sondern auch die Linien anderer Stoffe liefern im Magnetfeld asymmetrische Tripletts. Einige Beispiele für sehr ausgeprägte Asymmetrie hat Herr Jack im Physikalischen Institut zu Göttingen gefunden. Ich verdanke es der Freundlichkeit des Herrn Voigt, daß ich in der Lage bin, sie hier mitzuteilen. In der diesbezüglichen Tabelle II sind die Wellenlängen in Ångström-Einheiten angegeben, die Trennung aber in Millimetern nach den Messungen auf den Platten. Für die Kenntnis der relativen Asymmetrie ist das ausreichend.

Bei einigen Linien ist die Asymmetrie umgekehrt, und die Komponente auf der roten Seite hat größeren Abstand. Nach den Bemerkungen des Herrn Jack ist es indessen nicht ausgeschlossen, daß in diesen Fällen die Struktur der Linien nicht ganz einfach ist.

Die angegebenen Werte für die Intensitäten können nach meiner Arbeit in den Proc. Amsterd., Oktober 1907, nur relativen Wert haben. (Tab. II.)

Beobachtung parallel zu den Kraftlinien.

7. In einer Richtung parallel zur magnetischen Kraft müssen die beiden Komponenten des Dupletts nach der Elementartheorie symmetrisch zur unveränderten Linie liegen. Eine Prüfung dieses Punktes erschien ziemlich überflüssig. Indessen machte ich ganz zu Beginn meiner Versuche nach dieser Richtung eine Beobachtung, die mit einer symmetrischen Lage der Komponenten des Dupletts unvereinbar schien.

Bei Betrachtung des Dupletts der Linien 5791 Å.-E. und 5770 Å.-E., die sehr hell

1) Siehe besonders Jean Becquerel, Influence des variations de Température sur la dispersion. Le Radium 1907. — Diese Zeitschr. 9, 94, 1908.

Tabelle II.

1. Substanz	2. Wellenlänge (λ)	3. Trennung in mm (— nach der violetten Seite, + nach d. rot. Seite)	4. Intensität
Wolfram	2488,89	—0,1474 0 +0,1155	4 3 4
"	2522,14	—0,1458 0 +0,1172	3 2 3
"	2555,23	—0,1524 0 +0,1140	3 2 3
"	2580,63	—0,1281 0 +0,1012	3 2 3
"	2606,50	—0,1487 0 +0,1553	3 2 3
"	2633,24	—0,1353 0 +0,1010	3 1 3
"	2697,81	—0,1695 0 +0,1498	5 3 5
"	2774,12	—0,1769 0 +0,1332	4 2 4
"	2774,60	—0,1530 0 +0,1364	4 2 4
"	2792,85	—0,1720 } 889 —0,0831 } 0 +0,0828 } 759 +0,1586 }	2 2 2 2 2
"	2856,20	—0,1559 0 +0,1375	3 1 3
"	3049,80	—0,2892 0 +0,2519	6 2 6
"	3311,53	—0,1590 0 +0,1814	8 10 8
"	3361,25	—0,1239 0 +0,1394	3 4 3
"	*3373,88	—0,0780 0 +0,0923	6 6 4
"	*3413,09	—0,0844 0 +0,1080	6 6 6
"	*3429,79	—0,0687 0 +0,0837	6 6 3
"	3448,96	—0,0770 0 +0,0879	3 3 1

*) Auf der violetten Seite der violetten Komponente ist ein Schatten vorhanden, aber keine weitere Linie, die eine Komponente lieferte.



Tabelle II. (Fortsetzung.)

1. Substanz	2. Wellenlänge (λ)	3. Trennung in mm (— nach der violetten Seite, + nach d. rot. Seite)	4. Intensität
Wolfram	4022,27	—0,2324	3
		0	8
		+0,2032	3
„	4298,55	—0,5339	1
		—0,1235	2
		0	2
		+0,1242	2
		+0,4561	1
Molybdän	2672,93	—0,2224	10
		0	5
		+0,1674	10

waren, beobachtete ich eine schmale und äußerst schwache Linie zwischen den Komponenten beider Linien. Diese schwache Linie schien bei 5770 Å.-E. genau in der Mitte zwischen den Komponenten zu liegen, bei 5791 Å.-E. jedoch nach Rot hin verschoben zu sein.

Offenbar rühren diese schwachen Linien von der Reflektion nahezu senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraft strahlenden Lichtes von der inneren Oberfläche der Kapillare des Geißlerrohres her. Lohmann[1]) hat bei der Untersuchung der Neonlinien eine ähnliche, in seinem Falle aber ganz symmetrische Störung beobachtet. Ich fand, daß die schwache Linie, wie zu erwarten stand, linear polarisiert war.

Das Gesamtbild ähnelt nun, abgesehen vom Intensitätsverhältnis und dem Polarisationszustand, auffallend dem Effekt, den man senkrecht zur magnetischen Kraft beobachtet. Ich habe keine gute Photographie erhalten, welche die äußerst schwache Linie zugleich mit den beiden Komponenten des Dupletts wiedergibt.

Ich habe daher versucht, die unveränderte Linie mit dem Duplett zugleich in das Gesichtsfeld zu bringen. Bekanntlich ist die Verwendung eines Vergleichsspektrums bei Messungen, bei denen ein hoher Genauigkeitsgrad verlangt wird, nicht frei von ernsten Bedenken. Kayser[2]) empfiehlt deshalb als geeignetste Methode, die zur Vergleichung erforderlichen Linien in der Lichtquelle selbst zu erzeugen. In unserem Falle kommt das natürlich nicht in Frage.

Die seitliche Verschiebung, welche die leuchtende Linie im Vakuumrohre unter der Einwirkung des Feldes erleidet, macht es schon bei unveränderter Lage des Vakuumrohres unmöglich, ein bei ausgeschaltetem Felde aufgenommenes Negativ mit einem bei eingeschal-

1) Lohmann, Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens. Diss. Halle a. S. 1907, S. 62. — Zeitschr. f. wissenschaftl. Photogr. 6, Heft 1 und 2, 1908.

2) Kayser, Handbuch der Spektroskopie 1, 732.

tetem Felde aufgenommenen genau zu vergleichen.

Unter den gegebenen Verhältnissen schien daher das beste Verfahren zu sein, mit Hilfe eines halbversilberten Spiegels das Licht einer besonderen seitlich angeordneten Vakuumröhre in das Spektroskop zu reflektieren, und dieses Licht zugleich mit dem der zwischen den Polen angeordneten Röhre zu analysieren. Angesichts der erforderlichen äußersten Genauigkeit gelang indessen auch diese Vergleichung nur unvollkommen. Bei einigen Vergleichungen schien die Linie der unbeeinflußten Lichtquelle sowohl bei der Linie 5770 Å.-E. als auch bei der Linie 5791 Å.-E symmetrisch zu liegen.[1]) Ich trage jedoch Bedenken, diesem Ergebnis einen bestimmenden Wert zuzuschreiben. Wird es als richtig angenommen, so beweist es die Verschiebung der Mitte des Tripletts nach dem roten Spektralende hin. Die Versuche drängten aber mit zwingender Notwendigkeit zu der Frage: Hat die Mittellinie eines Tripletts dieselbe Wellenlänge wie die unveränderte Linie?

8. Die hier betrachteten Wellenlängenänderungen müssen zweifellos äußerst gering sein, denn meines Wissens ist keiner der Physiker, die sich mit den Strahlungserscheinungen in einem Magnetfeld beschäftigt haben, auf eine Erscheinung gestoßen, welche die über diesem Paragraphen stehende Frage entscheidet.

Einige mit einem Stufenspektroskop angestellte Versuche haben mir Anzeichen dafür ergeben, daß verschiedene Spektrallinien, darunter die Quecksilberlinien, in sehr starken Feldern Verschiebungen von der Größenordnung 6 bis 10 Tausendstel Ångström-Einheiten erfahren, die in einigen Fällen nach dem roten Ende hin gerichtet sind. Der Gegenstand scheint interessant genug, um in einer besonderen Arbeit behandelt zu werden. Eine solche hoffe ich recht bald zu veröffentlichen.

1) Dieses Ergebnis habe ich am 29. Februar 1908 der Amsterdamer Akademie der Wissenschaften mitgeteilt.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. April 1908.)

Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.

Von O. M. Corbino.

1. Eine sphärische Strahlungsquelle S von kleinen Dimensionen möge Strahlungen von der Wellenlänge λ und den nahe benachbarten Wellenlängen emittieren und absorbieren, so daß sie durch Emission oder durch Absorption zu einer feinen Linie Anlaß gibt. Ihre

Dimensionen mögen so groß sein, daß, wenn sie im Mittelpunkte einer im Innern vollkommen spiegelnden Kugelfläche angeordnet wird, die emittierten Strahlen nach einer einzigen Reflektion vollständig wieder absorbiert werden.

Wenn die Strahlungsquelle und die Kugel in ein gleichförmiges Magnetfeld von der Richtung AB (Figur 1) gebracht werden, so ändern

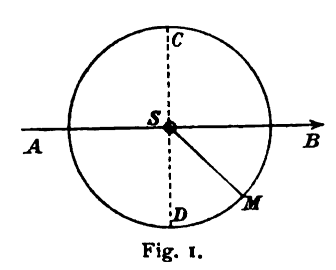


Fig. 1.

sich infolge des Zeemanphänomens die Emission und die Absorption. Die Strahlungsquelle emittiert im einfachsten Falle eine Schwingung parallel zu AB von der Wellenlänge λ und zwei weitere zirkulare Schwingungen von den Wellenlängen λ_1 und λ_2 — $[\lambda_1 < \lambda < \lambda_2]$ — in der zu AB senkrechten Ebene. Von diesen beiden dreht λ_1 im Sinne des magnetisierenden Stromes, ist also, in der Richtung BS gesehen, linksdrehend, während die andere im entgegengesetzten Sinne dreht.

Der optische Effekt in irgendeiner Richtung rührt von diesen drei Komponenten her, oder besser von ihren Projektionen auf eine zum Strahl senkrechte Ebene. — So werden sich in der Richtung SB nur zwei zirkulare Schwingungen [λ_1 ↶, λ_2 ↷] fortpflanzen, in der Richtung SA zwei entgegengesetzt zirkulare [λ_1 ↷, λ_2 ↶], in der Richtung SC oder SD drei geradlinig schwingende Strahlungen [λ_1 ↕, λ ↔, λ_2 ↕], und endlich in der Richtung SM, wie dies von Righi[1]) nachgewiesen worden ist, drei Strahlungen, von denen eine, λ, geradlinig polarisiert ist, die beiden übrigen, λ_1 und λ_2, elliptisch polarisiert sind, wie es im einzelnen auf Grund der vorstehend entwickelten Regel vorauszusehen ist.

Die Strahlung zwischen der Strahlungsquelle und der spiegelnden Fläche wird hierdurch von Grund aus verändert. Wie der Versuch zeigt, absorbiert nämlich die Strahlungsquelle die von ihr emittierten Strahlungen in der Richtung, in welcher sie zuerst hindurchgehen. Sie wird daher nach einer einzigen Reflektion an der Kugel noch die in der Äquatorialebene CD emittierten Strahlungen absorbieren, aber eine Reflektion wird für die längs der Achse AB oder in den übrigen Richtungen emittierten Strahlungen nicht mehr ausreichen.

1) A. Righi, Mem. Acc. Bologna 8, 263, 1900.

So werden die Strahlen von der Wellenlänge λ_1 (linksdrehend) und λ_2 (rechtsdrehend), die sich längs SB fortpflanzen, nach der Reflektion ebenso bleiben und bei der Rückkehr nach S nicht mehr absorbiert werden, weil eben S in der Richtung SA eine rechtsdrehende Strahlung λ_1 und eine linksdrehende λ_2 emittiert. Es wird sich also in der Richtung SA, und ebenso in der Richtung SB, eine komplexe Strahlung von doppelter Intensität fortpflanzen wie die, welche sich ohne das Feld fortpflanzen würde, oder wie die, welche sich, auch mit dem Felde, längs SC und SD fortpflanzt. Die Absorption wird für die nichtäquatorialen Strahlen nach zwei Reflektionen, oder gar schon nach einer, vollendet sein, wie leicht ersichtlich ist.

Diese Störung wird beseitigt werden, wenn wir die spiegelnde Wandung mit einer kugelförmigen doppeltbrechenden Schicht von einer Viertelwellenlänge auskleiden, deren Hauptschnitt in jedem Punkte nach der Tangente an dem durch die Feldachse gelegten Meridian orientiert ist. Durch diesen Kunstgriff werden die geradlinigen Schwingungen, welche sich in der Äquatorialebene fortpflanzen, nicht verändert werden; die übrigen zirkularen oder elliptischen Schwingungen in nichtäquatorialen Richtungen werden bei der ersten Reflektion zweimal durch die Viertelwellenlängenplatte hindurch gehen, die überall so orientiert ist, daß sie den Drehungssinn umkehrt und dadurch die betreffenden Strahlungen beim Durchgang durch die Strahlungsquelle S absorbierbar macht. —

2. Dies vorausgeschickt, wollen wir die in Figur 2 dargestellte Anordnung betrachten. Zwei identische Strahlungsquellen S_1, S_2, die von spiegelnden Kugelflächen umgeben sind,

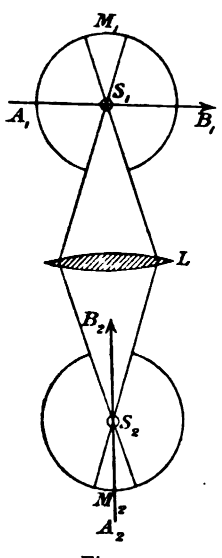


Fig. 2.

welche ihrerseits mit einer Viertelwellenlängenplatte ausgekleidet sind, senden einander gegenseitig ihre Strahlungen durch zwei Öffnungen und eine in geeigneter Anordnung zwischengeschaltete Linse L hindurch zu. Das Gleichgewicht wird erhalten durch die Gleichheit der von den beiden Strahlungsquellen emittierten und absorbierten Energiemengen.

Wir wollen nun annehmen, daß auf die beiden Strahlungsquellen zwei gleichförmige Magnetfelder in den Richtungen A_1B_1 und A_2B_2, also in zwei zueinander senkrechten Richtungen, wirken.

Wir wollen beweisen, daß, wenn S_1 und S_2 durch die beiden Öffnungen gleiche Energiemengen, die wir gleich 1 setzen wollen, emittieren, daß dann die Strahlungsquelle S_1 $^2/_3$ ihrer eigenen Energie und $^2/_3$ der von S_2 kommenden absorbiert, während S_2 $^1/_3$ ihrer eigenen und $^1/_3$ der von S_1 kommenden absorbiert, daß also im ganzen S_1 und S_2 gleich viel emittieren, daß aber die erste Strahlungsquelle doppelt so viel Energie absorbiert wie die zweite, obschon beide Strahlungsquellen identisch sind. Der Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ist offenbar, und wir werden auf irgendeine Weise die Herrschaft dieses Satzes wieder herstellen müssen, wie im folgenden zu untersuchen sein wird.

3. Wir beginnen mit der Bemerkung, daß es unnütz ist, die Strahlungen zu berücksichtigen, welche von S_1 und S_2 gegen die Kalotten M_1 und M_2 der Spiegel emittiert werden, da diese infolge der Anwesenheit der Viertelwellenlängenplatte vollständig von den Strahlungsquellen wieder absorbiert werden. Wir brauchen also nur die Strahlung, welche jede Strahlungsquelle der anderen zusendet, bis zu ihrer vollständigen Auslöschung zu verfolgen.

S_1 sendet folgende Strahlungen aus: λ_1 [Intensität $^1/_4$; Schwingung $\updownarrow$], λ_2 [Intensität $^1/_4$; Schwingung $\updownarrow$] und λ [Intensität $^1/_2$; Schwingung $\leftrightarrow$]. Von der ersten Strahlung absorbiert S_2 eine zirkulare Komponente [Intensität $^1/_8$; Schwingung $(^{\!+}]$; es bleibt die zweite Komponente [Intensität $^1/_8$; Schwingung $^{+\!})$] übrig, die von dem Spiegel reflektiert wird, ihre Richtung und ihren Drehungssinn umkehrt, und infolgedessen von S_2 nicht absorbiert wird. Sie geht also weiter nach S_1, wo ihre eine Hälfte [Intensität $^1/_{16}$; Schwingung $\updownarrow$] absorbiert wird; die andere Hälfte [Intensität $^1/_{16}$; Schwingung $\leftrightarrow$] bleibt übrig und kehrt nach S_2 zurück, wo die Hälfte von ihr [Intensität $^1/_{32}$; Schwingung $(^{\!+}]$ absorbiert wird, usf.

Summieren wir nun die Lichtmengen, welche von S_1 und S_2 absorbiert werden, für jede Strahlungsquelle einzeln, so finden wir für S_1:

$$^1/_{16} + {}^1/_{64} + \ldots\ldots = {}^1/_{12},$$

und für S_2:

$$^1/_8 + {}^1/_{32} + \ldots\ldots = {}^1/_{16}.$$

Eine analoge Überlegung, für die Komponente $\lambda_2 \updownarrow$ führt zu demselben numerischen Ergebnis. Was die Komponente λ [Intensität $^1/_2$; Schwingung $\leftrightarrow$] anlangt, so erkennt man leicht, daß S_2 von ihr nichts absorbiert, und daß sie nach Zurücklegung des Weges $S_1S_2M_2S_2S_1$ vollständig von S_1 wieder absorbiert wird. Von der Strahlung mit der Intensität 1, welche S_1 gegen die Öffnung hin emittiert, absorbiert also S_1 selbst:

$$^1/_{12} + {}^1/_{12} + {}^1/_2 = {}^2/_3$$

und S_2:

$$^1/_6 + {}^1/_6 = {}^1/_3.$$

In ähnlicher Weise ergibt sich, daß von den Strahlungen λ_1 [Intensität $^1/_2$; Schwingung $^{+\!})$] und λ_2 [Intensität $^1/_2$; Schwingung $(^{\!+}]$, welche S_2 gegen S_1 hin emittiert, S_1 die Energie $^2/_3$ und S_2 den Rest, also $^1/_3$, absorbiert. Sonach absorbiert im ganzen S_1 die Energie $^4/_3$ und S_2 die Energie $^2/_3$, wie wir behauptet hatten.

4. Dieses Ergebnis ist nicht notwendig an die Gegenwart der Viertelwellenlängenplatte gebunden. Man kann nämlich auch ohne deren Vorhandensein beweisen, daß, während jetzt die zirkularen Strahlungen nach der Reflektion ihren Drehungssinn beibehalten, die von S_1 und S_2 in direkter Richtung (von S_1 nach S_2 und von S_2 nach S_1) emittierten Strahlungen gleich stark von beiden Strahlungsquellen absorbiert werden, daß aber ferner S_1 die eigene in der Richtung S_1M_1 emittierte Strahlung wieder absorbiert, während S_2 die eigene in der Richtung S_2M_2 emittierte nicht absorbiert, daß vielmehr diese letztgenannte Strahlung sich der von S_2 in der Richtung S_2S_1 emittierten superponiert und dadurch zu einer Verdoppelung der von S_2 kommenden Energie führt. Das Endergebnis ist qualitativ identisch: während nämlich in dem im Abschnitt **3** erörterten Falle von S_2 nach S_1 ein kontinuierlicher Energiefluß gleich der Differenz der Gesamtabsorptionen, nämlich gleich $^2/_3$, stattfand, wird dieser Differentialenergiefluß, immer unter Berücksichtigung der Emission gegen die Kalotten M_1 und M_2 hin, nunmehr gleich 1.

5. Zu analogen Schlußfolgerungen kommt man gleichfalls, wenn man die Spiegel fortläßt und nur zwei identische Strahlungsquellen S_1 und S_2 in zueinander senkrechten Magnetfeldern einander gegenüberstellt. Für diesen Fall ergibt sich die Rechnung sogar ohne weiteres, und wir finden, wenn wir die von einer Strahlungsquelle der anderen zugestrahlte Energie als 1 bezeichnen, daß S_2 davon $^1/_4$ und S_1 $^1/_2$ absorbiert. Der Rest entweicht nach

beiden Seiten infolge der unvollkommenen Absorption, was, wie in den Abschnitten 3 und 4 berücksichtigt werden muß, um dem Bedenken zu begegnen, daß diesen sich in den freien Raum fortpflanzenden Strahlen die Aufgabe zugeteilt werden könnte, den vom zweiten thermodynamischen Hauptsatz geforderten Ausgleich zu bilden, wie das nach Planck beim Wienschen Paradoxon[1]) geschieht. — In unserem Falle könnte man beispielsweise beobachten, daß die übrig bleibenden Strahlen schließlich irgendwo von einer auf tiefer Temperatur befindlichen Wand absorbiert werden und dadurch den Ausgleich herstellen.

6. Wir wollen jetzt versuchen, wenn möglich dem Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz zu begegnen, den wir in der Hypothese finden, daß die untersuchten Strahlungen Temperaturstrahlungen seien.

Zunächst könnte das in der Richtung der Kraftlinien emittierte Licht weniger intensiv sein als das in der Richtung senkrecht dazu emittierte; es müßte dann aber die erstere die Hälfte der letzteren sein, was der Versuch trotz der bemerkenswerten Übereinstimmung mit dem erwarteten Ergebnis keineswegs zeigt. Zweitens könnte die Verteilung der Intensität auf die in der Richtung normal zum Felde emittierten Komponenten λ_1, λ, λ_2, anders sein, als wir vorausgesetzt haben, und wie allgemein, besonders seit den letzten Versuchen von Zeeman[2]), angenommen wird. Um aber den Widerspruch zu vermeiden, müßte geradezu die Komponente λ parallel zur Feldrichtung, die doch die intensivste ist, überhaupt nicht vorhanden sein, was doch sicherlich nicht der Fall ist.

Es bleibt sonach nur übrig, die Hypothese auszuschließen, daß die Strahlungsquellen S_1 und S_2 thermisch emittieren. Wenn sie nämlich aus Metalldämpfen beständen, welche auf irgendeine Weise auf hohe Temperatur erhitzt würden, so daß die Emission unbegrenzt andauerte und nur Wärme verausgabt würde, so würde sicherlich der zweite Hauptsatz verletzt werden. Wenn aber die Emission unmittelbar chemischen oder elektrischen Ursprungs wäre, so würde der ungleiche Energieaustausch zwischen zwei identischen Körpern, nur infolge des Auftretens zweier zueinander senkrechter Magnetfelder, einen ganz vereinzelten Fall darstellen, aber wir würden doch aus dem Gebiete der Unmöglichkeiten herauskommen, und der Weg, auf dem der Ausgleich zu suchen wäre, würde von neuem erschlossen sein.

1) M. Planck, Verh. d. D. Phys. Ges. 2, 206, 1900; Ann. d. Phys. (4) 3, 766, 1900; W. Wien, Ann. d. Phys. (4) 3, 530, 1900.

2) P. Zeeman, Kon. Akad. Amsterdam, 28. Nov. 1907.

Ich glaube also, daß man schließen darf:

I. Zwei identische Lichtquellen, welche dem Einfluß eines Magnetfeldes unterliegende Linienspektren haben und in geeigneter Weise angeordnet sind, absorbieren die Strahlungen, welche sie einander zusenden, in verschiedenem Maße, und daraus ergibt sich ein kontinuierlicher Energiefluß in einer bestimmten Richtung.

II. Daher emittiert ein auf hohe Temperatur gebrachter Metalldampf bei Ausschluß anderer chemischer und elektrischer Vorgänge entweder keine Spektrallinien, oder falls er solche emittiert, so zeigen sie das Zeemanphänomen nicht.

Ich erinnere bei dieser Gelegenheit daran, daß nur für einige Bandenspektren der Nachweis erbracht worden ist, daß ihre Emission eine Temperaturstrahlung ist; und gerade die Bandenspektren unterliegen nicht dem Einfluß eines Magnetfeldes.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. April 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit einiger fester Substanzen.

Von J. Koenigsberger und K. Schilling.

Im folgenden seien zunächst kurz einige Beobachtungen über die Änderung des elektrischen Leitvermögens zwischen -180^0 und $+200^0$ sowie über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und über Vorhandensein von Polarisation gegeben, die der eine von uns noch eingehender mitteilen und bis zu höheren Temperaturen fortsetzen wird.

I. Elemente.

Es wurden Elemente untersucht, die nach ihrer Stellung im periodischen System und ihrem physikalischen und chemischen Verhalten verwandt sind. Wir wollten vor allem feststellen, ob die für Elemente vermuteten Umkehrpunkte[1]) und Minimumspunkte der Widerstandskurve sich in bequem erreichbarem Temperaturintervall an leicht erhältlichen Substanzen auffinden lassen Die Tatsachen der Chemie lehren, daß in einer Reihe des periodischen Systems mit steigendem Atomgewicht die metallischen Eigenschaften sich stärker geltend machen. Da bei Graphit, wie Versuche[2]) gezeigt hatten, der Umkehrpunkt

1) Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 4, 158, 1907. Es sei hier noch ergänzend erwähnt, was dem einen von uns früher leider entgangen ist, daß schon O. Lehmann (Zeitschr. f. Krystallogr. 12, 410, 1887) betont hat, daß Metalloxyde und -sulfide metallisch leiten und daß geschmolzenes Eisenoxyduloxyd ebenfalls metallisch leitet.

2) Vgl. J. Koenigsberger u. O. Reichenheim, diese Zeitschr. 7, 570, 1906.

über 1000° liegen muß, da aber andrerseits Vorversuche gezeigt hatten, daß Zirkon bei Zimmertemperatur eine den Metallen analoge Temperaturkurve des Widerstands aufweist, so wurde die Reihe Silizium-Titan-Zirkon untersucht.

Die Metalle wurden von der Chemischen Fabrik „List" E. de Haën, Seelze bei Hannover, geliefert. Die Art der Darstellung, die uns von der Fabrik freundlichst mitgeteilt wurde: Elektrolyse der Oxyde bei ca. 3600° mit Kohlenelektroden, — läßt erwarten, daß Verunreinigungen nur spärlich sind. Das Siliziummetall, das mikroskopisch untersucht die pseudohexagonale Struktur des reinen Siliziums zeigt, enthält nur geringe Mengen Kieselsäure. Wie die Auflösung in reiner Natronlauge beweist, ist es sonst chemisch rein, Kohle ist nur in kaum nachweisbaren Spuren ($<$ 0,01 Proz.) enthalten, ebenso Eisen. Das Titan, das aus Rutil reduziert ist, enthält Spuren von Eisen und Silizium, das Zirkon etwas Kohlenstoff. Bei diesen an sich schlechter leitenden Substanzen haben selbstverständlich gleichförmig verteilte Beimengungen einen viel geringeren Einfluß auf das elektrische Leitvermögen als bei gutleitenden Metallen.

Die Metallstücke haben stellenweise einige Poren; es wurden stets die besten ausgesucht, doch mag wohl die absolute elektrische Leitfähigkeit in ganz kompakten Stäben noch etwa um 5—10 Proz. besser sein. Auf den Verlauf der Widerstandskurve hat das jedoch keinen Einfluß.

Der Widerstand der Metallstäbe, die aus den Stücken geschliffen wurden, war nicht groß, weil bei dem starken Druck, der notwendig ist, um absolut reproduzierbare Kontakte zu erzielen, nur kurze und ziemlich dicke Stäbe verwandt werden können. Deshalb wurde der Zuleitungswiderstand nach der Thomsonschen Brückenschaltung in der Hauptsache eliminiert und außerdem der übrigens sehr geringe „Übergangswiderstand", der die Summe der Elektrodenwiderstände etc. ist, sorgfältig für sich zwischen — 200° und + 300° gemessen, indem zwischen die Elektroden, Goldblatt auf Platin, ein oberflächlich schwach oxydiertes Kupferstück von 5 × 5 mm Querschnitt und 3 mm Länge eingeschaltet wurde.[1] Dieser „Übergangswiderstand" hat, wie zu erwarten war, den Temperaturkoeffizienten des Platins.

Die Temperaturen zwischen 0° und 200° wurden mit geeichtem Quecksilberthermometer, zwischen 0° und — 180° und oberhalb 200° mit dem Platinwiderstandsthermometer von W. C. Heraeus gemessen; letzteres hat sich mit Golddrahtzuleitung sehr gut bewährt. Die Eichtabelle wurde nachkontrolliert; es war nur von vornherein eine Nullpunktsverschiebung vorhanden; die Koeffizienten waren richtig.

Über 0° wurde durch den Ofen Stickstoff in langsamem Strom geleitet. Die Einspannvorrichtungen, für niedrige Temperaturen Nickel, für höhere Porzellan, etc. sollen a. a. O. beschrieben werden. Die im folgenden mitgeteilten Kurven sind Mittelwerte aus einer Reihe von Messungen; auch verschiedene Stäbe zeigen dieselbe Form der Kurve. Selbstverständlich hängt die Krümmung nur vom Verhältnis der Ordinateneinheit zur Abszisseneinheit ab, und dieses wurde der jeweiligen Genauigkeit der Messungen entsprechend gewählt. Die Widerstände sind in den Kurven gleich auf absolute Werte ($\Omega p \cdot 1\,\text{cm}^3$) umgerechnet.

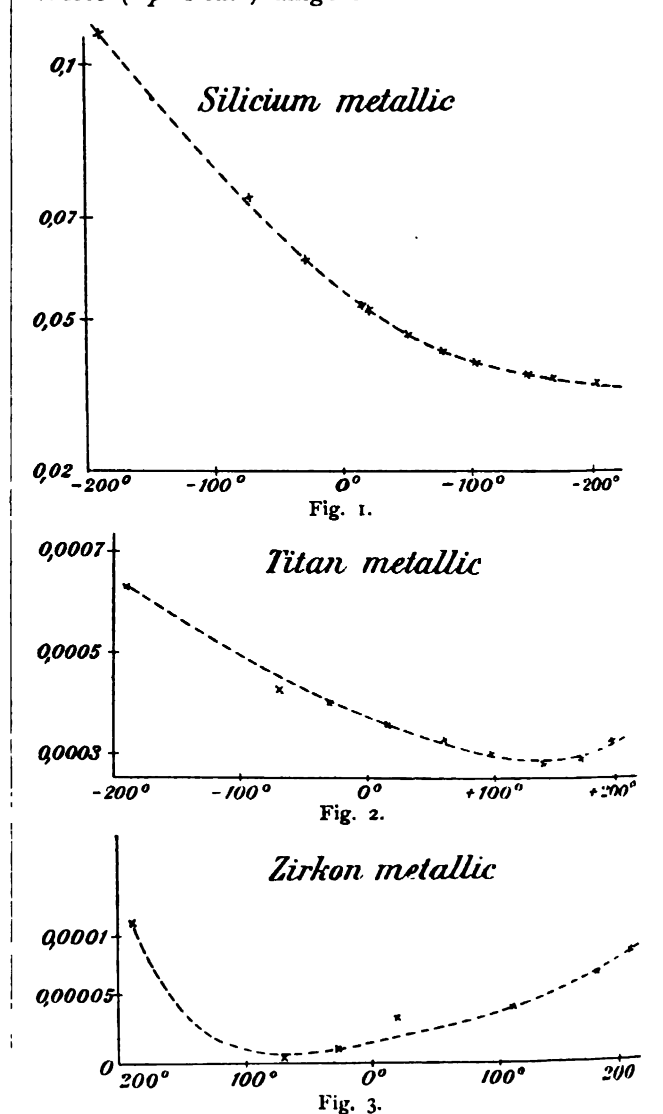


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

1) Hierbei zeigte sich, daß der „Übergangswiderstand" Goldplatt-Oxyd verschwindend klein ($<$ 0,0001) ist, da wir dieselben Werte erhielten, gleichgültig, ob wir das oxydierte Kupfer zwischen die Elektroden schalteten oder diese direkt aufeinander preßten.



Die Durchrechnung der Werte nach der aus der Elektronendissoziation sich ergebenden Formel $w = w_0 (1 + \alpha t \pm \beta t^2) e^{\frac{-q}{(t+273)\cdot 273}}$ soll a. a. O. erfolgen. Es ergibt sich, daß α und β für alle 3 Metalle dieselben hohen Werte wie für Graphit besitzen, daß aber die Dissoziationswärmen q in der Reihe mit steigendem Atomgewicht abnehmen. Daher liegt der Minimalwert $\left(\frac{dw}{dt} = 0\right)$ für Graphit bei etwa 1800° C, für Silizium etwa bei 800°, für Titan bei + 150°, für Zirkon etwa bei — 100° (die Werte für Zirkon sind am wenigsten genau, weil dessen Widerstand am kleinsten ist). Titan ist also ein Element, dessen Minimumspunkt innerhalb bequem erreichbarer Temperaturen liegt.

Diese Bestätigung des aus dem periodischen System der Elemente vorauszusagenden Verhaltens zeigt auch, bei welch andern Elementen wir einen erreichbaren Umkehrpunkt, also größeres q, erwarten können. Es sind das in den Reihen metallischer Elemente die mit niedrigem Atomgewicht, also Lithium, Natrium, Beryllium, Magnesium, Bor (metall. Modif.), Aluminium, Vanadin, vielleicht Chrom und Mangan, Zink, Arsen, Antimon. Dagegen wird q sehr klein bei Gold, Platin, Quecksilber etc. sein; es wird daher ein Umkehrpunkt und Minimumspunkt sich dort erst bei den niedrigsten Temperaturen geltend machen und leicht durch Verunreinigungen vorgetäuscht werden können. Doch dürften auch bei den erstgenannten Elementen, mit Ausnahme von Arsen und Antimon, die Umkehrpunkte teilweise so tief liegen, daß eine vollkommen befriedigende Untersuchung nur in einem Laboratorium, wo Wasserstoff verflüssigt werden kann, durchzuführen wäre.

Von nichtmetallischen Elementen kämen dagegen nur die mit höchstem Atomgewicht, wie Tellur, wo der Minimalwert des Widerstandes nach den Messungen von Matthiessen, Exner u. a. etwa bei 70° zu suchen wäre, in Betracht.

An Titan wurde bei 2 Temperaturen die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und die Abwesenheit einer Polarisation, die größer als 0,0001 Volt wäre, nachgewiesen.

II. Kristallisierte Verbindungen ohne Salzcharakter, die in Wasser nicht dissoziieren.

Da an derartigen Substanzen der Übergang zwischen dem Bereich der vorwiegenden Elektronendissoziation mit negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstands und der metallischen Leitung mit positivem Koeffizienten bisher nur an den sehr schwer frei von Einschlüssen zu erhaltenden Pyritkristallen nachgewiesen war, suchten wir Substanzen zu finden, die leichter rein erhältlich sind.

Zunächst überzeugten wir uns im Hinblick auf Untersuchungen von F. M. Jäger[1]) über die elektrische Leitfähigkeit des Antimonits und von F. Haber und St. Tolluczko[2]), ob das Ohmsche Gesetz gültig ist und ob Polarisation oder unipolare Leitung auftritt. Hier seien nur folgende Zahlen gegeben:

Magnetit: Stromstärke ca. 0,1 A, $\Omega = 68{,}85$, Pole vertauscht $\Omega = 68{,}85$, Stromstärke ca. 0,0001 A, $\Omega = 68{,}8$, Pole vertauscht 68,8.

Ilmenit: $i = 0{,}1$ A, $\Omega = 49{,}24$, vertauscht 49,23, $i = 0{,}0001$ A, $\Omega = 49{,}3$, vertauscht 49,3. Unipolare Leitung ist also nicht vorhanden.

Bei keiner der Substanzen war nach noch so langem Stromdurchgang und momentaner Beobachtung Polarisation größer als 0,0001 Volt zu bemerken.

Die folgenden Zahlen sind auch wieder Mittelwerte und in derselben Weise wie oben angegeben erhalten, ebenso gilt für die Kurven das oben Gesagte.

1. Magnetkies von Morro Velho in Brasilien, von Dr. F. Krantz in Bonn bezogen, hat eine gleichmäßige Zusammensetzung und ist fast frei von Durchwachsungen. Parallel der Achse geschnittene Stäbe zeigen, wie aus nachstehender Kurve zu ersehen, den Minimalwert bei etwa + 160° C. Die Verf. sind in der Lage, Material zum Studium dieser Erscheinung abgeben zu können.

1) F. M. Jäger, Zeitschr. f. Krist. **44**, 45, 1907.
2) F. Haber u. St. Tolluczko, Zeitschr. f. anorgan. Chemie **41**, 407, 1904.

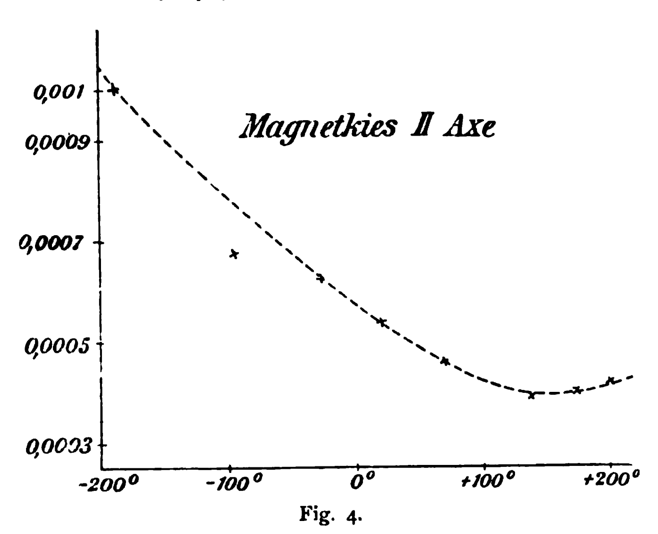


Fig. 4.

Für Magnetkies ⊥ zur Achse liegt der Umkehrpunkt höher als 200°. Der Zusammenhang mit dem durch die Untersuchungen von P. Weiß und J. Kunz[1]) klargelegten Aufbau aus Elementarmagneten und mit der Änderung der Magnetisierung durch die Temperatur soll a. a. O. besprochen werden.

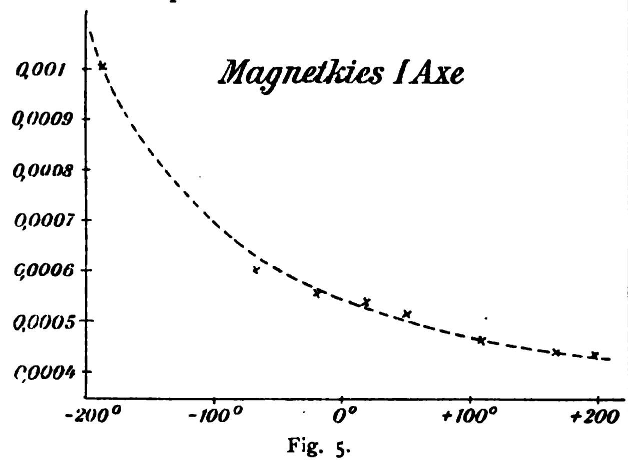


Fig. 5.

Ein anderes geeignetes Material zur Aufsuchung des Umkehrpunktes ist Magnetit von Moriah Mine Port Henry, Essex Co., New York, von Jul. Böhm in Wien bezogen, von welchen die Verf. ebenfalls Stücke zur Untersuchung dieser noch wenig beachteten Erscheinung abtreten können. Magnetite von andern Fundorten haben annähernd gleichen Widerstand und die gleiche Kurve, aber wie schon das Abtasten mit Drahtspitze und Amperemeter zeigt, ist es schwer, homogene Stücke von mehr als wenigen mm Kantenlänge zu erhalten, selbst wenn man ganz große, scheinbar einheitliche Kristalle verwendet. Die optische Untersuchung zeigt, daß teils Durchwachsung von Kieselsäure, teils von Eisenoxydhydrat dies verursachen. Die geringen Variationen der chemischen Zusammensetzung (Beimengungen von TiO_2 etc. im Molekül) haben einen verhältnismäßig geringen Einfluß auf das Leitvermögen. Es sind nur die Durchwachsungen und Einschlüsse, welche alle die eigenartigen störenden Erscheinungen hervorbringen.

Bei Magnetit ist Durchleiten von Stickstoff unnötig.

2. Ilmenit. Der Ilmenit von Miask (Ural) wurde von Dr. F. Krantz in Bonn bezogen. Der Umkehrpunkt liegt, wie ein Blick auf die Kurven lehrt, über 800°. Die mit der Widerstandsformel in Übereinstimmung stehenden starken Änderungen mit der Temperatur — bei —180° absol. W. ca. 10 Mill. Ω bei +700° = 0,1 Ω — zwingen zu einer getrennten Darstellung der Kurvenstücke mit verschiedenem Maßstab der Ordinaten.

1) P. Weiß u. J. Kunz, Journ. de phys. Juli u. Dez. 1905.

Magnetit

Fig. 6.

Ilmenit ∥ Axe

Fig. 7.

Ilmenit ∥ Axe

Fig. 8.

Beachtenswert ist, daß Ilmenit eine Verbindung der beiden Oxyde FeO und TiO_2, von denen das erstere basischen, das letztere Säurecharakter besitzt, dem Gesetz der Elektronendissoziation folgt und keine Spur nachweisbarer Polarisation zeigt. Wir möchten noch bemerken, daß für alle Verbindungen mit Elektronenleitung der Minimalwert des Widerstandes etwa zwischen 0,0003 und 0,025 $\Omega\, p \cdot cm^3$ liegt.

III. Kristallisierte Verbindungen mit Salzcharakter.

Daß amorphe Verbindungen mit Salzcharakter elektrolytisch leiten, ist längst bekannt, das zeigten namentlich die Beobachtungen von E. Warburg an Gläsern.[1]) Der eine von uns war der Ansicht, daß hingegen möglicherweise (wie loc. cit. ausdrücklich betont) kristallisierte Verbindungen mit Salzcharakter Elektronenleitung besitzen und daß die an Chlor- und Jodsilber, an Chlorzink[2]) etc. beobachtete Elektrolyse im festen Zustand auf sekundäre Erscheinungen zurückzuführen sei. Hierbei war eine in der Zeitschrift für anorg. Chemie **41**, 407, 1904 von F. Haber und St. Tolluczko veröffentlichte Untersuchung übersehen worden; in dieser hatten die beiden Verf. gezeigt, daß festes Chlorbaryum weit unter seinem Schmelzpunkt etwa bei 400° Elektrolyse zeigt, die dem Faradayschen Gesetz folgt und bei ca. 600° eine dauernde Polarisation von 1,9 Volt (mit Nickelanode und unangreifbarer Kathode) aufweist. Ebenso gelang es den Verf., Daniellketten aus festem Chlorblei-Chlorsilber bei 145° herzustellen. Ferner hat Hr. Haber neuerdings, wie er uns freundlichst mitteilte, Ketten von dem Typus Silber, festes Chlorsilber, festes Chlornatrium, festes Silbersulfat, Silber studiert und an der Grenze der festen Elektrolyte elektromotorische Kräfte gemessen. Damit war also die elektrolytische Leitung dieser Salze festgestellt. Da aber gerade Salze wie Chlorsilber, Chlorblei, auch Chlorbaryum bei höheren Temperaturen plastisch sind, lag es nahe anzunehmen, daß diese Art Übergang des festen in den flüssigen Zustand an Stelle der Elektronenleitung die elektrolytische Leitung treten läßt. Wir haben deshalb ein Salz zu finden gesucht, das bei hoher Temperatur nicht merklich plastisch wird. Als solches erwies sich kristallisiertes rhombisches Baryumsulfat von Cornwall. Es müssen ganz klare Kristalle langsam auf schwache Rotglut erhitzt werden; dann lassen sich unter den infolge der Sprengwirkung der Einschlüsse gebildeten Bruchstücken größere für Versuche geeignete Stücke ausfindig machen.

Der absolute Widerstand parallel der b-Achse beträgt bei 800° etwa 20000 Ω. Nach Durchleiten eines Stromes von ca. 2 Milliampere während 7 Min. ergab sich stets gegen Goldelektroden eine Polarisation von 1,09 Volt, die allmählich zurückging und praktisch nach ca. 15 Min. verschwand. Die Oberflächen des Spaltblättchens waren deutlich rauh geworden. Also ist auch bei diesem nicht merklich plastischem Salz Polarisation vorhanden. Kristallisierte Substanzen mit ausgeprägtem Salzcharakter können also jedenfalls elektrolytisch leiten.

Die Änderung des Widerstands mit der Temperatur haben wir noch nicht genauer untersucht. Die schönen Versuche von C. Rasch und W. Hinrichsen (Zeitschr. f. Elektrochem. 1908, S. 41) weisen darauf hin, daß die Gleichung von van't Hoff auch für die Dissoziation der Moleküle in Ionen, also für feste Elektrolyte gilt. Der Unterschied gegenüber der metallischen Leitung wäre dann nur der, daß die Umkehr des Temperaturkoeffizienten und der Minimalwert des Widerstandes fehlen.

Diese Resultate legen die Frage nahe, welche festen kristallisierten Verbindungen durch Elektronen und welche durch Ionen leiten, und ob vielleicht bei einigen beides gleichzeitig statthat. Die Unterscheidung nach dem Salzcharakter, die der eine von uns vorgeschlagen hat, dürfte richtig sein, läßt sich aber nicht quantitativ formulieren. Es scheint uns, daß Substanzen, welche in Wasser, wenn auch nur spurenweise, dissoziieren (wie Baryumsulfat, Chlorsilber etc.), auch im festen Zustand elektrolytisch leiten, während diejenigen, bei denen nach der Methode von F. Kohlrausch keine Spur von Dissoziation in Wasser nachweisbar ist, wie Metalloxyde und -sulfide, wenn man Sauerstoff fern hält, Elektronenleitung besitzen. Die Stellung der Silikate ist noch zweifelhaft; die neuen schönen Versuche von C. Doelter (Sitzb. Wien. Akad. 116. I., Juli 1907) zeigen jedenfalls, daß zwischen der Leitfähigkeit der erstarrten amorphen Schmelze und des festen Kristalls ein erheblicher Unterschied vorhanden ist. Ob feste

1) Nach der interessanten Deutung, die Hr. F. Haber (in einem in Mülhausen gehaltenen Vortrag) seinen Versuchen gibt, scheint Porzellan wie die Gläser elektrolytisch zu leiten. Doch scheinen mir die neueren und namentlich die früheren Versuche an Porzellan (Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 245 u. 289, 1906) auch eine andere Erklärung zuzulassen. Mischungen von Oxyden, die nicht ausgesprochenen Salzcharakter haben, leiten wie a. a. O. dargelegt, primär nicht elektrolytisch, sondern durch Elektronen metallisch; nur die Verunreinigungen bewirken geringe Elektrolyse.

2) Vgl. Literatur loc. cit. Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1907.

kristallisierte Silikate Elektronenleitung besitzen, können erst Versuche lehren.

Zusammenfassung.

1. Es wurden feste kristallisierte Elemente und Verbindungen untersucht, die keine Polarisation größer als $\frac{1}{10000}$ V. zeigen und die dem Gesetz von Ohm folgen.

Nach dem Widerstandsgesetz, das sich aus der Hypothese der Elektronendissoziation ableiten läßt, war daher für diese Substanzen ein Zeichenwechsel des Temperaturkoeffizienten für eine bestimmte Temperatur und ein Minimalwert des Widerstands zu erwarten. Dieser Minimalwert liegt für Titanmetall, Magnetkies II. Achse und Magnetit innerhalb bequem erreichbarer Temperaturen.

2. Ein kristallisiertes Salz mit ausgesprochenem Salzcharakter, Baryumsulfat, zeigt im Gegensatz zu den Elementen und den Verbindungen ohne Salzcharakter, elektrolytische Leitung und Polarisation von 1,09 Volt gegen Goldelektroden.

(Eingegangen 26. Februar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

E. Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. gr. 8. X u. 250 S. mit 197 Figuren. Leipzig, Veit & Co. 1907. M. 11,—.

In der jungen Technik der drahtlosen Telegraphie ist sehr bald das Bedürfnis nach der einwandfreien und gleichzeitig schnellen Messung derjenigen Variablen entstanden, von deren richtiger Wahl ihre gute Wirksamkeit abhängig ist. Die vorliegende Zusammenstellung behandelt die Methoden und Instrumente, die von den verschiedensten Forschern und Firmen zum Messen der Frequenz und der Dämpfung vorgeschlagen oder ausgeführt sind, und die ausnahmslos auf der Verwertung des Resonanzprinzips beruhen. R. Rüdenberg.

J. Noebels, A. Schluckebier und O. Jentsch, Telegraphie und Telephonie. 2. Auflage. (Handbuch der Elektrotechnik. XII. Band.) Lex. 8. XXIV u. 896 S. mit Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1907. Gebunden M. 30,—

Die Herausgabe einer zweiten Auflage dieses wertvollen Werkes spricht von selbst für seine Bedeutung. Allen Fortschritten die auf diesen lebhaft voranschreitenden Gebieten in den letzten Jahren gemacht wurden, ist in ausgedehntem Maße Rechnung getragen, so daß es vollauf auf der Höhe der Zeit steht.

R. Rüdenberg.

O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie. Einführung in die Theorie und Praxis. (Telegraphen- und Fernsprechtechnik. Nr. II.) gr. 8. IX u. 169 S. mit 139 Abbildungen und 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 6,—, gebunden M. 7,—

Das Buch ist vortrefflich geeignet, eine Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie nach ihrer physikalischen und technischen Seite zu geben. Die Grundlagen des Gebietes sind in klarer und anschaulicher Weise erläutert; der wichtigste Prozeß, die Ausstrahlung elektrischer Wellen, hätte vielleicht quantitativ etwas eingehender gewürdigt werden können, um der Beschreibung der übrigen Erscheinungen ebenbürtig an die Seite treten zu können.

R. Rüdenberg.

F. Hoppe, Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? Aus der Praxis für die Praxis. 4. vervollständ. Auflage. 8. XV und 439 S. mit 37 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. Gebunden M. 5,50.

Das Büchlein enthält ungefähr alles an Preisen, Gewichten und technischen Zahlenwerten nebst zugehörigen Erläuterungen, was ein Praktiker beim Entwurfe neuer Anlagen braucht. Daß es in wenigen Jahren 4 starke Auflagen erlebte, ist das sicherste Zeichen für seine Beliebtheit. R. Rüdenberg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Erlangen Dr. Emil Hilb für Mathematik.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Max Abraham zum ord. Professor der mathematischen Physik an der University of Illinois, der Regierungsbaumeister Dr.-Ing. G. W. Köhler an die Technische Hochschule Darmstadt für die neuerrichtete Professur für Hebemaschinen und Förderanlagen.

Ernannt: Der Dozent an der Technischen Hochschule Berlin Prof. Dr. Wilhelm Wedding zum etatsmäßigen Professor für theoretische Elektrotechnik daselbst.

Verliehen: Dem ord. Professor der Astronomie an der Universität Kiel Dr. Paul Harzer und dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle Dr. Georg Cantor der Titel Geheimer Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität Edinburgh Alexander Crum Brown.

Gestorben: Der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Berlin Dr. U. Behn, der Professor der Chemie Terier in Paris im Alter von 71 Jahren, der Seniorchef der Firma Max Kohl (Werkstätten für Präzisionsmechanik und Elektrotechnik) Stadtrat Max Kohl in Chemnitz.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 12 am 1. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
W. Voigt, Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher Triplets. S. 353.
M. Planck, Zur Theorie der Dispersion. S. 354.
G. J. Elias, Über anomale magnetische Rotationspolarisation der seltenen Erden. S. 355.
R. W. Wood, Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und Nebel. S. 355.
J. Stark, Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra. S. 356.
P. Weiß, Molekulares Feld und Ferromagnetismus. S. 358.
Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 40: G. Niccolai, Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen. S. 367.
M. Toepler, Bemerkung über Lichtbogen und Büschellichtbogen. S. 372.
L. Kann, Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen. S. 373.
H. Determann, Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von Flüssigkeiten. S. 375.

Vorträge und Reden:
F. Klein, Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik. S. 377.

Referate:
Fr. Bidlingmaier, Der Doppelkompaß, seine Theorie und Anwendung in der Praxis. I. S. 382.

Besprechungen:
H. Niebuhr, Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. S. 384.
V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung. S. 384.
A. Müller, Allgemeine Chemie der Kolloide. S. 384.
K. Schaum, Photochemie und Photographie. S. 384.

Personalien. S 384.
Gesuche. S. 384.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher Triplets.

Von W. Voigt.

Die Frage der Dissymmetrie der Zeemanschen Triplets ist seit meiner letzten darauf bezüglichen Notiz[1]) wiederholt in Angriff genommen worden. Die in dieser Richtung mir zuerst zur Kenntnis gekommenen Beobachtungen sind die von Herrn Jack im hiesigen Institut angestellten; sie ergaben bei einer Reihe von Linien des Wolframspektrums einerseits auffallend starke Dissymmetrien, wie dergleichen nach der Theorie des einfachen ungekoppelten Elektrons als unwahrscheinlich erscheinen[2]), sodann Dissymmetrien in zwei entgegengesetzten Richtungen, so daß zum Teil die nach Rot, zum Teil die nach Violett liegende Komponente den größeren Abstand von der Mittellinie zeigte, während die genannte Theorie nur den zweiten Fall zuläßt.

Bei der Mitteilung dieser Resultate an Herrn Zeeman, der dieselben publiziert hat[3]), vertrat ich bereits die Anschauung, daß es sich hier um andere, derbere Erscheinungen handelte, als die von jener Theorie geforderten äußerst feinen und nur in Ausnahmefällen wahrnehmbaren, daß vermutlich eine Koppelungswirkung vorläge, dergleichen von mir zur Erklärung dissymmetrischer Zeeman-Effekte an Kristallen[1]) bereits herangezogen worden sind.

Diese Koppelungswirkungen könnten sich sowohl bei der parallel, als bei der normal zu den Kraftlinien des Feldes liegenden Schwingungskomponente äußern; im ersteren Falle würden sie eine Verschiebung der Mittellinie, im letzteren eine solche des Duplets der Außenlinien des Triplets (bei ungeändertem Abstand derselben) veranlassen. Die Verschiebungen könnten sowohl nach der Seite der kleineren, als der größeren Wellenlängen hin stattfinden. Die Feststellung einer Verschiebung der Mittellinie wäre demgemäß ein schlagendes Argument dafür, daß die beobachtete Dissymmetrie nicht jene nach der Theorie des ungekoppelten Elektrons mit Sicherheit zu erwartende, sondern eine auf Koppelung beruhende sei.

Derartige Verschiebungen sind nun hier in Göttingen von Herrn Jack und in Amsterdam von Herrn Zeeman gleichzeitig beobachtet worden. Die Messungen derselben, die noch weitergehend Herr Gmelin[2]) angestellt und veröffentlicht hat, sind mir durch äußere Umstände verspätet bekannt geworden. Diese letzteren liefern ein neues Argument für die Koppelungshypothese, denn daß die Verschiebung proportional mit dem Quadrat der Feldstärke wächst, ist eine Konsequenz derselben.

1) W. Voigt, diese Zeitschr. 9, 120, 1908.
2) W. Voigt, l. c.
3) P. Zeeman, Amsterd. Proc. 27. März 1908.

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 1906, Nr. 5.
2) P. Gmelin, diese Zeitschr. 9, 212, 1908.

Die vollständige Theorie dieser Koppelungen ist in meinem demnächst erscheinenden Buche über Magneto- und Elektrooptik entwickelt. Ich verzichte deshalb darauf, dieselbe hier zu wiederholen. Doch schien es mir angemessen, in dieser Zeitschrift, wo eine Diskussion über die Frage der dissymmetrischen Triplets geführt worden ist, darauf hinzuweisen, daß auch die neuentdeckten Phänomene sich allem Anschein nach der Theorie fügen.

Göttingen, Ostern 1908.

(Eingegangen 24. April 1908.)

Zur Theorie der Dispersion.

Von M. Planck.

Unter diesem Titel hat Herr L. Mandelstam im letzten Heft dieser Zeitschrift[1]) einen Aufsatz veröffentlicht, in dem er einen von mir gegen seine Berechnungsweise der Schwingungen eines elektromagnetischen Resonators erhobenen Einwand[2]) zurückweist. Leider hat Herr Mandelstam es aber unterlassen, auf eine Besprechung dieses Einwandes einzugehen; ja ich habe seinen Ausführungen nicht einmal mit Sicherheit entnehmen können, ob er die von mir als notwendig bezeichnete Korrektion seiner Berechnungsweise überhaupt als prinzipiell berechtigt anerkennt. Fast möchte ich geneigt sein es zu glauben; denn in einer Anmerkung — übrigens dem einzigen Satze, in welchem der Inhalt meines Einwandes behandelt wird — heißt es: „Auch die von Herrn Planck angedeutete Rechenentwicklung führt, soviel ich sehe, nicht zu einer Korrektion an meinem Resultat". Wenigstens hätte dieser Satz wohl keine rechte Bedeutung, wenn jene Rechenentwicklung von vornherein als unberechtigt anzusehen wäre. Aber eine Begründung für die in dem zitierten Satz ausgesprochene Ansicht, worauf es doch gerade ankäme, wird nicht gegeben; ich kann mir daher auch kein Urteil über sie bilden. Denn daß die von mir angegebene (und auch zum Selbstgebrauch ausgeführte) Berechnungsweise ohne weiteres zu dem nämlichen Resultat führe wie die seinige, kann Herr Mandelstam doch wohl nicht meinen.

Statt auf den Inhalt meines Einwandes einzugehen, wählt Herr Mandelstam nunmehr eine andere Darstellung, welche er für physikalisch natürlicher hält, die mir aber viel indirekter und viel zu wenig durchsichtig vorkommt, als daß ich hoffen dürfte, mit meinen Bedenken dagegen jetzt einen besseren Erfolg zu erzielen, als in dem vorigen einfacheren Falle. Ich möchte daher nur mit einigen Worten den physikalischen Kern der Auffassung des Herrn Mandelstam berühren. Er ist enthalten in folgender Anmerkung: „Die Feldintensität eines schwingenden Elektrons hat als Bestandteil in allen Entfernungen, die klein gegen die Wellenlänge sind, das konstante Glied: $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$. Deshalb fällt in der Gleichung, welche die Feldintensität in der Umgebung eines schwingenden Elektrons mit seinem Moment verbindet, dieses Glied weg". Den ersten dieser beiden Sätze erkenne ich als allgemein zutreffend an, den zweiten aber nicht, und zwar deshalb, weil im allgemeinen die verschiedenen Resonatoren in der nächsten Umgebung des schwingenden Elektrons zur nämlichen Zeit nicht alle genau das nämliche Moment besitzen. Denn das Moment p ist Funktion des Arguments $t - \frac{x}{q}$, wobei x die Wellennormale, q die Phasengeschwindigkeit bedeutet, während Herr Mandelstam in seiner Rechnung das Moment p so behandelt, als ob es von t allein abhinge.

Der ganze prinzipielle Streit darüber, ob die Extinktion des Lichtes in einem normal dispergierenden Medium durch Strahlung der die Dispersion bedingenden elementaren Resonatoren erklärt werden kann oder nicht, ist, wie ich glaube, dadurch veranlaßt worden, daß, wenn man bei der Betrachtung der Glieder von höchster Größenordnung stehen bleibt, sich in der Tat keine Extinktion durch Strahlung ergibt. Dies entspricht dem physikalischen Umstand, daß ein von dicht aneinander gelagerten gleichartigen Resonatoren gebildetes Medium in erster Annäherung als absolut homogen betrachtet werden kann. Aber sowohl die Lord Rayleighsche als auch die von mir entwickelte, in diesem Punkte ganz analoge Theorie rechnet auch mit den durch die atomistische Struktur des Mediums bedingten Gliedern nächst höherer Ordnung und kommt eben dadurch, und zwar in ganz übereinstimmender Weise, zur Extinktion durch Strahlung. Da die Theorie außerdem auch durch die Erfahrung bis jetzt hinreichend gestützt wird[1]), so sehe ich einstweilen keinen Grund, dieselbe zu modifizieren.

1 Herr Mandelstam erklärt allerdings von seinem Standpunkt aus ganz konsequent diese Übereinstimmung als zufällig. (Diese Zeitschr. 8, 610, 1907.)

Berlin, Mai 1908.

(Eingegangen 7. Mai 1908.)

1 L. Mandelstam, diese Zeitschr. 9, 308, 1908.
2) M. Planck, diese Zeitschr. 8, 906, 1907.

: anomale magnetische Rotationspolarisation der seltenen Erden.

ɜrkungen zu der Arbeit des Herrn R. W. Wood.

Von G. J. Elias.

ıa Herr R. W. Wood neuerdings eine rsuchung[1]) über anomale magnetische Roıspolarisation des Neodyms veröffentlicht so möchte ich auf Versuche hinweisen, die n Jahre 1906 veröffentlicht habe.[2])

ur Messung der Drehung benutzte ich ein ıichsches Halbschattenpolarimeter, während Beleuchtung erfolgte durch das mittels Spektrometers spektral zerlegte Licht, ıes innerhalb ungefähr $^1/_2$ $\mu\mu$ homogen Da die Drehung sich innerhalb des Abionsbandes und in der Nähe dessen Ränder schnell ändert, so ist ein möglichst hoher von Homogenität des Lichtes unbedingt lerlich; sonst kann man die wichtigsten :e der Kurve übergehen, wie ich es tatcb fand. Selbstverständlich wird die nicht ute Homogenität des Lichtes immer wohl :re Fehler herbeiführen; dennoch scheint r, daß diese direkte Methode viel bessere tate ergeben muß, als die von Herrn d benutzte, die ich eben der Ungenauigınd der notwendig in der Nähe der Abonsbande auftretenden Fehler wegen aus:ete. Außerdem scheint es mir unmögin dieser Weise Messungen innerhalb der ɛ zu machen; aber gerade dies ist sehr ıtlich, um die genaue Struktur des Bandes stellen, und um den Drehungssinn auf n Seiten des Maximums zu bestimmen.

ı Falle des Absorptionsbandes einer ıg von Erbiumchlorid, bei ungefähr 20 $\mu\mu$, worauf ich meine vorläufigen Verbeschränkte, fand ich beträchtliche Anoit, und den Drehungssinn in der unmittel-Nähe des Maximums positiv, weiter ab iv. Man ersieht dies sofort aus der meiner ·en Arbeit, auf die ich auch wegen näherer lheiten hinweisen möchte, beigegebenen ɛ. Sicherlich wird der eigentümliche Verder Rotation in engem Zusammenhang ı mit der sehr verwickelten Struktur des es, nicht sichtbar in der flüssigen Lösung, sehr deutlich hervortretend in festen Lö:n, besonders bei der Temperatur der ʒen Luft.[3])

R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **15**, 270, 1908; diese r. **9**, 148, 1908; s. a. R. W. Wood, diese Zeitschr. , 1905.
G. J. Elias, diese Zeitschr. **7**, 931, 1906; s. a. G. ıs, Phil. Mag. (6) **15**, 538, 1908.
H. du Bois u. G. J. Elias, Versl. d. Kon. Ak. v. ·ch. Amsterdam **16**, 635, 1908.

Ich bin damit beschäftigt, diese Untersuchung, ebenso wie die über Absorption, Refraktion und hiermit zusammenhängenden Erscheinungen, an mehreren Salzen der seltenen Erden, feste und gelöste, weiterzuführen, und benutze dazu jetzt als Monochromator einen Autokollimationsspektralapparat, wovon kürzlich eine vorläufige Beschreibung erschienen ist.[1])

1) H. du Bois, G. J. Elias u. F. Löwe, Versl. d. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam **16**, 744, 1908.

Berlin, Bosscha-Laboratorium, 15. April 1908.

(Eingegangen 16. April 1908.)

Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und Nebel.

Von R. W. Wood.

Es ist eine ganz bekannte Tatsache, daß photographische Platten der Einwirkung einer gewissen Lichtmenge bedürfen, bevor überhaupt ein Bild entwickelt werden kann, oder besser, daß eine Platte während eines kleinen Zeitraumes einem sehr schwachen Licht ausgesetzt werden und doch noch kein Bild geben kann. Aus diesem Grunde ist der Vorschlag gemacht worden, Platten, die zur Aufnahme von Abbildungen schwach beleuchteter Gegenstände dienen sollen, durch vorherige Exposition gegen ein sehr schwaches Licht leicht anzuschleiern. Soweit mir bekannt, ist diese Methode aber nicht allgemein im Gebrauch. Ich habe sie kürzlich mit sehr großem Erfolge angewendet, und es erscheint mir daher der Mühe wert, das Augenmerk all derer, die mit photographischen Aufnahmen von schwachen Spektren und Nebeln zu tun haben, erneut darauf zu lenken. Bei der Arbeit, mit welcher ich gegenwärtig beschäftigt bin, bei der photographischen Aufnahme der Resonanzspektren des Natriumdampfes, die durch monochromatische Strahlung erregt werden, sind bei Verwendung eines großen Konkavgitters Expositionszeiten von 24 Stunden notwendig, und selbst dann sind viele Linien noch so schwach, daß sie auf der Platte kaum zu erkennen sind. Ich bin überzeugt, daß man durch eine verständige Benutzung der Methode die Wirkung verdoppeln, oder die zur Erreichung eines bestimmten Ergebnisses erforderliche Expositionszeit auf die Hälfte bringen kann. Die Kurve, welche die Wirkung des Lichtes auf die Platte in ihrer Beziehung zur Zeit darstellt, hat bekanntlich die in Fig. 1 wiedergegebene Gestalt. Die Schwärzungsgrade der Platte werden hier durch die Ordinaten dargestellt, und die Expositionszeiten durch die Abszissen. Voraufgehende Exposition gegen ein schwaches

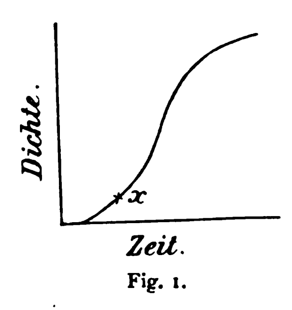


Fig. 1.

Licht bringt die Platte auf den Punkt x, in dem die Kurve schnell anzusteigen beginnt. Es ist nun klar, daß man Sorge tragen muß, die Exposition gegen das schwache Spektrum auf diesen Teil der Kurve fallen zu lassen. Zunächst ist es erforderlich, genau ausfindig zu machen, welche Expositionsdauer nötig ist, um dies zu erreichen. Das läßt sich in wenigen Minuten ausführen, nämlich folgendermaßen: Man schraubt eine Gasflamme herab, bis die gelbe Spitze nur drei bis vier Millimeter hoch ist, und hält eine Platte in einer gewissen Entfernung davon, während man sie mit einem Blatt schwarzen Papiers bedeckt. Nun zieht man das Papier Schritt für Schritt zur Seite und exponiert die Platte in Abschnitten; dabei geht man alle zwei Sekunden um einen Schritt weiter. Alsdann entwickelt man die Platte und trägt dabei Sorge, die Entwicklung soweit wie möglich zu treiben.

Ich persönlich bevorzuge Glycin und entwickle 15 bis 20 Minuten lang in einem ziemlich starken Entwickler. Zählt man dann die auf der Platte erscheinenden Streifen, so kann man bestimmen, wie lang die Expositionsdauer sein muß, um eine gegebene Wirkung hervorzubringen. Ich finde, daß man die besten Ergebnisse bei einer Expositionsdauer erhält, welche ein schwaches Bild gibt, also etwa bei einer Expositionszeit, wie sie zur Aufzeichnung des zweiten Streifens nötig ist. Natürlich erfordert es einige Übung, ehe man die besten Ergebnisse erzielt. Bei einer Flamme von der beschriebenen Größe und bei einem Plattenabstand von ungefähr 2 m beträgt die Zeit vier Sekunden.

Es ist unwesentlich, ob diese Exposition vor oder nach der Exposition der Platte gegen das Spektrum erfolgt.

Ich habe die Methode auf folgende Weise geprüft, und jeder Forscher kann sich durch eine Wiederholung des Versuches davon überzeugen, was man bei ihrer Anwendung gewinnt. Ich brachte ein Vakuumrohr mit Stickstoff mit dem Spalt eines großen Dreiprismenspektrographen in Berührung und achtete sehr genau darauf, für eine gleichmäßige Beleuchtung des ganzen Spaltes zu sorgen. Ich exponierte die Platte 5 Minuten lang; diese Zeit war, wie ich wußte, viel zu kurz, um eine befriedigende Aufnahme der Banden zu gewährleisten. Nach der Exposition nahm ich die Platte aus dem Plattenhalter und bedeckte ihre untere Hälfte mit schwarzem Papier. Darauf exponierte ich die obere Hälfte vier Sekunden lang gegen die kleine Gasflamme und entwickelte die Platte bis aufs äußerste. Das erhaltene Bild ist in Fig. 2 wiedergegeben.

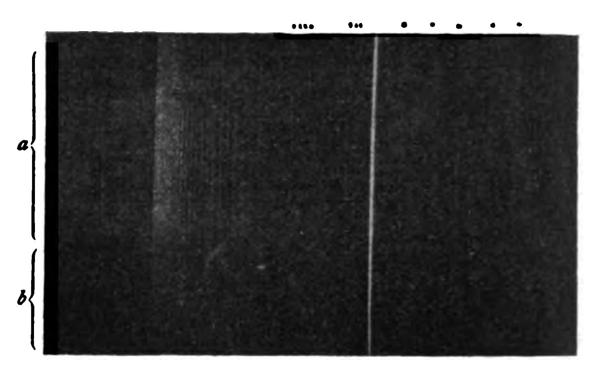


Fig. 2.

Der Abschnitt a ist der Teil, welcher die nachträgliche Belichtung empfangen hat. In dem Abschnitt b, welcher abgeschirmt gewesen war, erscheint nur eine starke Linie und eine Andeutung des Bandenmaximums; in dem Streifen a hingegen erscheint die ganze Bande und außerdem noch eine Anzahl Linien rechts von der starken Linie, von denen sich im unteren Teile des Bildes nicht die geringste Andeutung findet. Ich habe diese Linien für den Fall, daß sie bei der Reproduktion nicht hervortreten sollten, durch Punkte bezeichnet. Infolge dieses Versuches behandle ich jetzt alle meine Spektralaufnahmen auf diese Weise, und ich finde, daß dadurch die erforderliche Expositionszeit vollauf um die Hälfte vermindert wird. Eine von einem Akkumulator gespeiste, ganz kleine elektrische Glühlampe würde der Gasflamme noch vorzuziehen sein.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. März 1908.)

Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra.

(Nachtrag; Bemerkungen zu einer Abhandlung des Herrn H. Kauffmann.)

Von J. Stark.

1. Den Anlaß zu der vorliegenden Mitteilung bildet eine Abhandlung des Herrn H. Kauffmann in dieser Zeitschrift (9, 311, 1908) über Elektronentheorie und Valenzlehre. Ich gehe im folgenden nicht ein auf den theore-

tischen Teil der beiderseitigen Darlegungen[1]), verweise vielmehr auf eine in dem Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik[2]) erscheinende Abhandlung über die Valenzlehre auf atomistisch elektrischer Basis; in ihr ist auch der Fall der mehrfachen Sättigung eines Valenzelektrons (gleichzeitige Bindung eines Valenzelektrons eines Atoms A_1 an zwei oder mehrere Atome A_2 und A_3) besprochen. Hier möchte ich lediglich zu dem Schluß der Abhandlung des Herrn Kauffmann einige Bemerkungen machen.

Es wurde von mir die Ansicht geäußert, daß die Absorption des Lichtes in einer nach längeren Wellen laufenden Bande unterhalb λ 0,5 μ von einer Fluoreszenz begleitet sei, daß dies dagegen nicht der Fall sei bei der Absorption in einer nach kürzeren Wellen laufenden Bande. Als solche Molekülgruppe, welche nach Ultraviolett laufende Banden besitzt, führte ich auch die Nitrogruppe an und meinte, die Lichtabsorption in der Bande dieser Gruppe sei nicht von einer Fluoreszenz begleitet. Herr Kauffmann scheint diese Beschränkung der Aussage auf die Nitrogruppe nißverstanden zu haben. Er dehnt die Ausage auf beliebige ganze Moleküle aus, welche lie Nitrogruppe enthalten. Es ist natürlich ehr wohl möglich, daß außer der Nitrogruppe ıoch eine andere Gruppe, z. B. der Benzolring, n Molekül zugegen ist, welche eine nach Rot ıufende Absorptionsbande und damit Fluoresenzfähigkeit besitzt. Die Absorption der einen ruppe und die mit Fluoreszenz verbundene .bsorption der anderen Gruppe sind aber ausnander zu halten. Daß ein Molekül gleichitig die zwei verschiedenen Absorptionsınden dank verschiedener Konstitutionen iner verschiedenen Teile an sich vereinigen nn, habe ich übrigens in meinen Bemerkungen er die chinoiden Benzolderivate ausdrücklich sagt. Herr Kauffmann teilt nicht mit, ob das Absorptionsspektrum der Nitrokörper tersucht hat, welche der obigen Fluoreszenzel widersprechen sollen; ohne eine spektrale tersuchung dürfte aber ein solcher Wideructh nicht begründet sein. Als Substanzen, che der Regel widersprechen sollen, macht Nitroaniline und Derivate des Benzolazo-β-htbols nambaft. Deren Fluoreszenz soll unräglich sein mit der oben gegebenen Regel. Gegenteil können sie zur Bestätigung deren dienen. Diese Substanzen enthalten nämden Benzolring, sie werden somit aller Wahrinlichkeit nach eine ihm angehörende nach laufende Absorptionsbande und somit dank r Fluoreszenz besitzen; diese aber hat nach em Dafürhalten nichts zu tun mit der Absorptionsbande der Nitrogruppe oder der Atomgruppen (Chromophore), welche die Farbe im sichtbaren Spektrum bedingen.

2. Zur Ergänzung meiner früheren Ausführungen seien folgende Mitteilungen über Beobachtungen nachgetragen. Die Nitrogruppe besitzt nach W. N. Hartley[1]) in den Nitraten und in der Salpetersäure eine Absorptionsbande (λ 285—307 $\mu\mu$), welche bei steigender Konzentration nur wenig nach längeren Wellen zu sich ausdehnt, also wahrscheinlich nach Ultraviolett läuft. Das gleiche ist der Fall bei der von Baly und Stewart[2]) gefundenen ultravioletten Absorptionsbande des Diazetyls. Mit dem kleinen Quarz-Spektrographen, mit dem ich meine früheren Beobachtungen[3]) über Fluoreszenz anstellte, habe ich nach einer Fluoreszenz der Salpetersäure in wässeriger Lösung und des Diazetyls in alkoholischer Lösung gesucht. Trotzdem ich indes die Konzentrationen variierte und bis zu 2 Stunden Expositionszeit überging, habe ich bei diesen Substanzen auch nicht eine Andeutung einer Fluoreszenz finden können.

Pikrinsäure (Trinitrophenol) besitzt nach H. S. Uhler und R. W. Wood[4]) zwischen λ 300 und λ 400 $\mu\mu$ eine verwaschene nach Rot laufende Absorptionsbande. Sie dürfte wohl dem Benzolring selbst, nicht den an ihm sitzenden Nitrogruppen zuzuordnen sein. Die spektrographische Untersuchung der Fluoreszenz der Pikrinsäure mit Hilfe der bereits früher von mir beschriebenen Apparate ergab folgendes. Pikrinsäure in Äthylalkohol gelöst zeigt bei einer Verdünnung von 1:20000 bis 1:40000 im Anfang des Ultravioletts ungefähr zwischen λ 365 und λ 408 $\mu\mu$ eine Fluoreszenzbande. Deren Intensität ist sehr gering, ihr Nachweis erforderte Expositionszeiten von 1—2 Stunden.

3. In einer früheren Mitteilung wurde die Vermutung geäußert, daß die Absorption des Lichtes in den nach Rot hin abschattierten Banden der Spektra der ungesättigten oder gelockerten Valenzelektronen unterhalb $\lambda = 0,5\ \mu$ von einer Ionisierung der absorbierenden Moleküle oder Atome begleitet sei. Es wurde zur Stütze dieser Vermutung unter anderem die Beobachtung Lenards angeführt, daß Sauerstoff durch die Lichtabsorption im äußersten Ultraviolett ionisiert wird. Hierzu ist nachzutragen, daß die Absorptionsbanden des Sauerstoffs im äußersten Ultraviolett in der Tat nach Rot zu

J. Stark, diese Zeitschr. 9, 85, 1908.
Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 124, 1908.

1) W. N. Hartley, Trans. Chem. Soc. 81, 556, 1902; 83, 221, 1903.
2) E. C. C. Baly und A. W. Stewart, Astrophys. Journ. 24, 133, 1906.
3) J. Stark, diese Zeitschr. 8, 81, 1907; J. Stark und R. Meyer, diese Zeitschr. 8, 250, 1907.
4) H. S. Uhler u. R. W. Wood, Atlas of absorption spectra, Carnegie Institution, Washington 1907.

abschattiert sind. V. Schumann[1]), dem wir diese Beobachtung verdanken, macht hierüber folgende Angaben: „Sauerstoff absorbiert die Strahlen in der Nachbarschaft von 185 $\mu\mu$ in einer Reihe klar aufgelöster Liniengruppen, 14 an der Zahl. Diese Gruppen von bandenartiger Form nähern sich mehr und mehr mit ihrer Ablenkung und sind nach Rot zu abschattiert.“ Zu vermuten ist, daß die Lichtabsorption in diesen Banden auch von Fluoreszenz begleitet ist.

1) V. Schumann, Smithsonian Contributions Nr. 1413, p. 15, 1903.

Greifswald, 8. Mai 1908.

(Eingegangen 11. Mai 1908.)

Molekulares Feld und Ferromagnetismus.

Von Pierre Weiss.

Langevin[1]) hat eine kinetische Theorie des Para- und Diamagnetismus gegeben, welche sich in bemerkenswerter Weise den Versuchsresultaten anschließt. Den hier mitzuteilenden Entwickelungen dient diese Theorie als Grundlage, sie besteht, kurz zusammengefaßt, in folgendem:

Die magnetischen Momente der Moleküle sind die Resultanten der magnetischen Momente der kreisförmigen Bahnen aller Elektronen im Atom. Zwei Fälle sind zu unterscheiden. Entweder ist das resultierende Moment Null, wegen der dem Atom eigenen Symmetrie, oder es ist von Null verschieden. Im ersteren Falle ist die einzige Wirkung eines äußeren magnetischen Feldes eine kleine Deformation der Bahnen der Elektronen, welche den Diamagnetismus zur Folge hat. Diese Wirkung ist von der Temperatur unabhängig, wie das Experiment es fordert. Im letzteren Falle übt das äußere Feld auf die einzelnen Moleküle ein Drehmoment aus. Den einzelnen Richtungen der molekularen magnetischen Momente entsprechen verschiedene Werte der potentiellen Energie, und es läßt sich auf die Verteilung der Moleküle zwischen den verschiedenen Richtungen das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz anwenden. Das Resultat dieser Anwendung ist:

$$\frac{I}{I_0}=\frac{cha}{sha}-\frac{1}{a}, \qquad (1)$$

wo I die Intensität der Magnetisierung, I_0 den maximalen Wert derselben, wenn alle Molekularmagnete parallel sind, bedeutet. Die Größe a ist definiert durch

$$a=\frac{\mu H}{rT}, \qquad (2)$$

1) Langevin, Ann. Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905, siehe auch W. Voigt, Ann. d. Phys. **9**, 115, 1902; J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **6**, 673, 1903.

wo H das magnetische Feld, μ das magnetische Moment eines Elementarmagnets und rT zweimal die kinetische Energie eines Freiheitsgrades des Moleküls bei der absoluten Temperatur T bedeutet.

Diese Beziehung ist durch die Kurve in Fig. 1 dargestellt. Sie zeigt, bei kleinen Werten von a, eine sehr angenäherte Proportionalität von I mit a, das heißt mit H, bei gegebener Temperatur. Die entsprechenden schwachen Felder liegen allein in dem experimentell erreichbaren Bereich. Für sehr hohe, nicht erreichbare Werte des Feldes würde sich die absolute Sättigung I_0 ergeben.

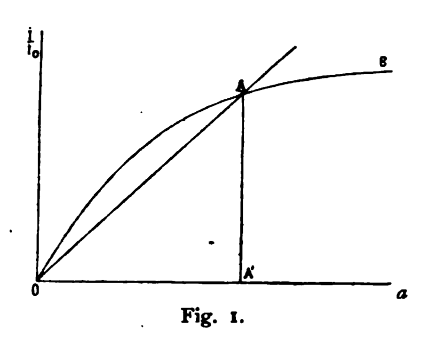


Fig. 1.

Das erste Glied der Entwickelung der Formel (1) nach Potenzen von a gibt die Suszeptibilität:

$$k=\frac{I_0^2}{3p} \qquad (3)$$

für ein paramagnetisches Gas, dessen Druck p ist. Bei konstant gehaltener Dichte ist also k umgekehrt proportional mit der absoluten Temperatur, ein Gesetz, welches in der Tat von Wiedemann und Pleßner für die Lösungen der ferromagnetischen Salze entdeckt und dessen Allgemeinheit bei den paramagnetischen Substanzen von P. Curie[1]) gezeigt worden ist.

In der Folge werden wir diese Art der Abhängigkeit von der Temperatur als für den rein paramagnetischen Zustand charakteristisch betrachten.

Es ist also nach der Langevinschen Theorie die Magnetisierung das Resultat eines statistischen Gleichgewichtes der dem äußeren Felde und der thermischen Agitation unterworfenen Moleküle. Wir werden sehen, daß um paramagnetischen Substanzen Magnetisierungsintensitäten zu erteilen von der Größenordnung derjenigen der ferromagnetischen Metalle Felder von der Größenordnung 10^7 Gauß erforderlich wären, die wir nicht herzustellen vermögen. Langevin spricht am Schlusse seiner Abhandlung die Meinung aus, daß allein die Wechselwirkungen zwischen den

1) Pierre Curie, Ann. Chim. Phys. (7) **5**, 289, 1895.

Molekülen diese hohen Magnetisierungsintensitäten hervorrufen können.

Ich will im folgenden zeigen, daß mit Hilfe einer äußerst einfachen Hypothese über diese Wechselwirkungen die Langevinsche Theorie auf die Erscheinungen des Ferromagnetismus ausgedehnt werden kann.

Ich nehme an, daß jedes Molekül von der Gesamtheit der benachbarten Moleküle eine Wirkung erfährt, welche gleich ist derjenigen eines homogenen Feldes $N\dot{I}$, welches der Magnetisierungsintensität $\dot{I}$ proportional und mit ihr gleichgerichtet ist. Ich nenne $N\dot{I}$ das molekulare Feld.[1])

Ich nehme außerdem an, daß, abgesehen von den Drehmomenten, welche durch das molekulare Feld hervorgerufen werden, die Rotation der Moleküle ebenso frei ist, wie in einem Gas. Über die potentielle Energie der Translationsbewegung der Moleküle wird keine spezielle Annahme gemacht.

Nehmen wir zunächst an, daß das molekulare Feld allein existiert und zeigen wir, daß die ferromagnetischen Substanzen in Abwesenheit eines äußeren Feldes eine endliche Magnetisierungsintensität annehmen können. Die Gleichung (2) wird

$$\dot{I} = a \frac{rT}{\mu N}, \tag{4}$$

sie ist in Fig. 1 durch die Gerade OA dargestellt. Da die Intensität der Magnetisierung den Bedingungen (1) und (4) genügt, ist sie bestimmt durch die Schnittpunkte der Kurve und der Geraden. Es ist leicht einzusehen, daß nicht die Lösung $\dot{I}=0$, $a=0$ dem stabilen Gleichgewichte entspricht, sondern die, welche durch den Punkt A gegeben ist; es hat daher im äußeren Felde Null die Intensität der Magnetisierung den endlichen Wert AA'.

Man ist durch die Remanenzerscheinungen gewohnt, im Felde Null einen endlichen Wert der Magnetisierungsintensität vorzufinden; bemerken wir jedoch gleich, daß die Remanenz bis jetzt außerhalb unserer Überlegungen geblieben ist. Es sind vielmehr die Eigenschaften der ferromagnetischen Kristalle, welche uns zeigen werden, warum in den meisten Fällen erst ein äußeres Feld notwendig ist, um die Intensität der Magnetisierung zutage treten zu lassen. Die Eigenschaften der Kristalle geben auch teilweise Aufschluß über das Wesen der Remanenz.[2])

Vorderhand ziehen wir nur eine Konsequenz aus der Kleinheit der paramagnetischen Suszeptibilität. Es wären unerreichbar große äußere Felder dem molekularen Felde hinzuzufügen, um den Punkt A auf der Langevinschen Kurve noch in bemerkbarer Weise zu verschieben. Die Intensität der spontanen Magnetisierung im äußeren Felde Null kann also nur der Sättigungsintensität bei der Beobachtungstemperatur T gleich sein.

Thermische Änderung des Ferromagnetismus. Wenn sich die Temperatur erhöht, wächst $\operatorname{tg} AOa$ proportional mit T, und es nimmt infolgedessen die Intensität der Magnetisierung ab. Sie wird Null, wenn die Gerade OA die Kurve in O berührt. Es sei Θ die Temperatur des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus.

Wegen des Grenzwertes $\frac{\dot{I}}{I_0} \cdot \frac{1}{a} = \frac{1}{3}$, für $a=0$ ist:

$$\Theta = \frac{\mu N I_0}{3r} \tag{5}$$

und es wird daher Gleichung (4)

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a} \frac{\dot{I}}{I_0}. \tag{6}$$

Die durch die Gleichungen (1) und (6) vermittelst der Hilfsvariabeln a gegebene Beziehung zwischen T und der spontanen Magnetisierungsintensität $\dot{I}$ ist also dieselbe für alle ferromagnetischen Substanzen, wenn sie durch die durch $\frac{\dot{I}}{I_0}$ und $\frac{T}{\Theta}$ charakterisierten korrespondierenden Zustände ausgedrückt wird.

Diese Beziehung ist dargestellt durch die Kurve in Fig. 2. Ihre allgemeine Ähnlichkeit mit den bekannten experimentellen Kurven ist nicht zu verkennen. Sie unterscheidet sich nur durch die etwas raschere Abnahme des Magnetismus bei den tiefen Temperaturen.

Man kann im Zweifel sein inwiefern bei den früheren Experimenten über thermische Variation des Ferromagnetismus die Sättigung erreicht war. Das höchste Feld, bei welchem derartige Versuche benutzt worden sind, ist 1300 Gauß, bei P. Curie. Ich habe daher weitere Versuche nach einer neuen Methode in Angriff genommen.

Experimentelle Prüfung. Ich habe mich zunächst an den Magnetit gewendet, von dem eine frühere Untersuchung gezeigt hatte, daß er bei 500 Gauß sehr angenähert gesättigt ist, und habe bei 8300 Gauß operiert. Die Methode besteht in der Messung des von einem horizontalen äußeren Felde H auf ein Ellipsoid die Substanz ausgeübten Drehmomentes. Es seien N_1 und N_2 die Hauptentmagnetisierungsfaktoren für die horizontalen Achsen Ox und Oy des Ellipsoids und V sein Volumen. Das Drehmoment ist:

$$C = V \cdot \dot{I} \cdot H \sin(\alpha - \varphi),$$

1) P. Weiss, J. de Phys. (4) 6, 661; 1907.
2) J. de Phys. (4) 4, 829; 1905.

wo α der Winkel des Feldes H, φ derjenige der Intensität der Magnetisierung $\dot{I}$ mit Ox ist. Aber das resultierende Feld aus dem äußeren Felde und dem entmagnetisierenden Felde des Ellipsoids hat die gleiche Richtung wie $\dot{I}$, daher:

$$\frac{H\cos\alpha - N_1\dot{I}\cos\varphi}{\cos\varphi} = \frac{H\sin\alpha - N_2\dot{I}\sin\varphi}{\sin\varphi}$$

und

$$C = V(N_2 - N_1)\dot{I}^2 \sin\varphi\cos\varphi.$$

Wenn H durch Drehen des Magneten um eine vertikale Achse eine horizontale Ebene beschreibt, geht dieses Drehmoment, für $\varphi = 45^0$, durch ein Maximum:

$$C = \frac{1}{2} V(N_2 - N_1)\dot{I}^2.$$

Es ist also, bis auf einen konstanten Faktor, gleich dem Quadrat der Intensität der Magnetisierung. Es genügt, dieses maximale Drehmoment mit einer Torsionsfeder zu messen, und ist nicht notwendig, den genauen Wert und die Richtung des Feldes zu bestimmen.

Das Ellipsoid wurde im Magnetitkristall so geschnitten, daß im Moment der Messung die Magnetisierung mit einer zweizähligen Achse des Kristalls zusammenfiel. Die Kräftepaare kristallmagnetischen Ursprungs [1]) haben dann nur ganz untergeordnete Bedeutung.

Diese Messung ist bei Temperaturen von derjenigen des Kohlendioxyd-Schnees $273 - 79^0$ bis zu derjenigen des Verlustes des Ferromagnetismus $(273 + 585^0)$ ausgeführt worden. Die Resultate sind in der gleichen Figur 2, wie die

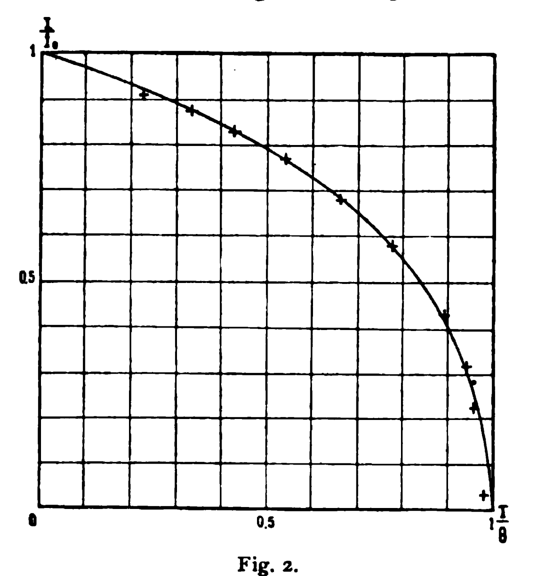


Fig. 2.

theoretische Kurve eingetragen worden, in welcher der Maßstab der Abszissen durch die Gesamtheit der Beobachtungen bei den vier höchsten Temperaturen so bestimmt ist, daß die theoretische und experimentelle Temperatur des Verlustes des Ferromagnetismus zusammenfallen. Der Maßstab der Ordinaten ist so gewählt, daß der bei der Zimmertemperatur bestimmte zweite Punkt auf der theoretischen Kurve liegt. Die Kontrolle der Theorie ist also für Magnetit sehr befriedigend.

Neue Versuche über die anderen ferromagnetischen Substanzen, und auch über Magnetit, sind noch nicht abgeschlossen. Als vorläufiges Resultat kann angegeben werden, daß Pyrrhotin sich wie Magnetit verhält, dagegen bei Nickel und Eisen die Gestalt der Kurve eine ungleich abweichende ist. Der Vergleich der verschiedenen Materialien und eine eventuelle Verallgemeinerung der Hypothese für Eisen und Nickel soll auf eine weitere Publikation verschoben werden.

Erklärung der Eigenschaften der ferromagnetischen Kristalle mit Hilfe des molekularen Feldes. Die magnetischen Eigenschaften des Pyrrhotinkristalls, die in früheren Arbeiten [1]) experimentell untersucht worden sind, können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

Der Kristall besitzt eine bevorzugte Richtung Ox, in welchen die Intensität der Magnetisierung eine konstante, der Sättigungsintensität gleiche Größe besitzt, welche auch die Stärke des Feldes sei. Läßt man in derselben Richtung, aber der Intensität der Magnetisierung entgegengesetzt, ein wachsendes Feld wirken, so kippt die Magnetisierung momentan um, wenn das Feld einen gewissen Betrag H_c erreicht. H_c ist das Koerzitivfeld. Die Hysteresisschleife, welche dieser Richtung Ox entspricht, ist also ein Rechteck. Die Magnetisierungsintensität kann nur zwei Werte annehmen, nämlich die positive und die negative Sättigung. Wenn sie, unter Umständen, dazwischenliegende Werte anzunehmen scheint, so kommt das daher, daß ein Teil der Substanz im positiven, ein anderer im negativen Sinne magnetisiert ist, und die Differenz beobachtet wird.

Die Erscheinungen, die in dieser Richtung Ox, welche ich die Richtung der leichten Magnetisierung genannt habe, beobachtet werden, sind also nicht umkehrbar.

Wenn man das Feld in einer zu Ox schiefen Richtung wirken läßt, entfernt sich die Magnetisierung von dieser Richtung Ox, indem sie in der Basisebene des rhombischen Prismas des Pyrrhotins bleibt, welche ich aus diesem Grunde mit dem Namen „magnetische Ebene" belegt habe. Diese Ablenkung der Magne-

1) J. d. Phys. (3) 5, 447, 1896.

1) J. de Phys. (4) 4, 469 und 829, 1905; P. Weiss u. J. Kunz, daselbst 847. — Ein Auszug, diese Zeitschr. 6, 779, 1905.

tisierung ist umkehrbar. Alles verhält sich, wie wenn in der Richtung Oy, senkrecht zu Ox, in der magnetischen Ebene, ein von der Kristallstruktur herrührendes, entmagnetisierendes Feld $n\dot{I}y$ wirksam wäre, wobei n eine Konstante und $\dot{I}y$ die Komponente der Intensität der Magnetisierung längs Oy bedeuten. Um die Richtung der Magnetisierungsintensität mit Oy zusammenfallen zu lassen, muß das äußere Feld längs Oy mindestens dem maximalen entmagnetisierenden Felde $n \cdot \dot{I} = 7300$ Gauß gleich sein. Neue Experimente[1]) haben gezeigt, daß dieses Feld bei zahlreichen Bruchstücken von verschiedenen Exemplaren denselben Wert hat; es ist also eine charakteristische Konstante.

Die Eigenschaft der magnetischen Ebene ist nur eine angenäherte. Läßt man auf den Pyrrhotinkristall ein Feld mit einer größeren Komponente in der Richtung OZ senkrecht zur magnetischen Ebene wirken, so bleibt die Richtung der Magnetisierung nicht streng in dieser Ebene. Ich hatte früher dieser Eigenschaft Ausdruck gegeben in dem Satze: Das Pyrrhotin ist ferromagnetisch in der magnetischen Ebene und paramagnetisch in der Richtung senkrecht zu dieser Ebene. Ich ziehe jetzt folgenden, den Tatsachen sich ebensogut anschließenden Wortlaut vor: Alles verhält sich in der XZ-Ebene wie in der XY-Ebene, mit dem Unterschiede, daß das von der Kristallstruktur herrührende entmagnetisierende Feld längs OZ viel größer ist wie längs OY; sein maximaler Wert ist von der Größenordnung $\dot{I} = 150000$ Gauß.

Kehren wir jetzt zu der Hypothese des molekularen Feldes zurück, um sie den Eigenschaften der Kristalle anzupassen. Nehmen wir an, der Kristall besitze drei aufeinander senkrechte Symmetrieebenen, welche mit den Koordinatenebenen zusammenfallen und daß die drei Komponenten des molekularen Feldes den entsprechenden Komponenten der Magnetisierungsintensität, mit je einem besonderen Koeffizienten $N_1 > N_2 > N_3$ proportional sind. Dann hat das molekulare Feld nur für die drei Achsen die gleiche Richtung wie die Intensität der Magnetisierung. Diese letztere wird also, in der in Abwesenheit eines äußeren Feldes sich selbst überlassenen Substanz, nur mit einer der drei Achsen zusammenfallen können, und diese Orientierung der Magnetisierung wird nur für die Achse (Ox) einem stabilen Gleichgewichte entsprechen, für welche der Koeffizient (N_1) der größte ist, wie man sich leicht überzeugt.

Wenn zu dem molekularen Felde ein äußeres Feld hinzukommt, nimmt die Intensität der Magnetisierung die Richtung des resultierenden Feldes an, was durch

$$\frac{H_x + N_1 \dot{I}_x}{\dot{I}_x} = \frac{H_y + N_2 \dot{I}_y}{\dot{I}_y} = \frac{H_z + N_3 \dot{I}_z}{\dot{I}_z} \quad (7)$$

ausgedrückt wird. Wenn $\dot{I}$ und H in der XY-Ebene enthalten sind und α und φ die Winkel von I und H mit Ox bedeuten, so folgt:

$$H\dot{I} \sin(\alpha - \varphi) - (N_1 - N_2)\, \dot{I}^2 \sin\varphi \cos\varphi = 0 \quad (8)$$

Diese Gleichung ist identisch mit derjenigen, mit welcher früher[1]) die experimentellen Eigenschaften des Pyrrhotins in der magnetischen Ebene zusammengefaßt worden sind, wenn gesetzt wird

$$(N_1 - N_2)\, \dot{I} = n\dot{I} = 7300 \text{ Gauß}.$$

Wie schon bemerkt, unterscheiden sich die Eigenschaften in der XY-Ebene von denjenigen in der XZ-Ebene nur durch die Größe der Konstante; für diese letztere Ebene ist:

$$(N_1 - N_3)\, \dot{I} = n'\dot{I} = 150000 \text{ Gauß}.$$

Die Eigenschaften des ferromagnetischen Pyrrhotinkristalls werden also durch die Hypothese des molekularen Feldes zwanglos dargestellt. Die Versuchsdaten gestatten nur die Differenzen der molekularen Felder in den Achsenrichtungen zu bestimmen, die Felder selbst werden erst, wie wir sehen werden, durch die gleichzeitige Betrachtung der Eigenschaften unterhalb und oberhalb der Temperatur Θ des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus zugänglich.

Es wird noch eine Reihe von Untersuchungen erfordern, um zu ermitteln, ob das obige Schema, welches für Pyrrhotin ausreicht, auf die anderen ferromagnetischen Kristalle, Magnetit, Eisen usw., übertragen werden kann; bis jetzt können wir nur sagen, daß dieser Übertragung aus dem Wenigen, was über diese Kristalle bekannt ist, nichts widerspricht.

Synthese der Eigenschaften des Eisens, schwache Felder, Hysteresiskurven. Man kann aber auch durch ein umgekehrtes Verfahren das reiche über die ferromagnetischen Metalle zu Gebote stehende Material zu verwerten suchen, indem man annimmt, daß die scheinbare Isotropie dieser Metalle durch die Durcheinanderlagerung von Elementarkristallen entsteht, die nach dem Muster des Pyrrhotinkristalls gebaut sind. Es ist dann eine Frage der Rechnung, von den Bestimmungsstücken $\dot{I}$, Hc, $H_D = (N_1 - N_2)\, \dot{I}$, $H_D' = (N_1 - N_3)\, \dot{I}$ die Eigenschaften der pseudoisotropen Substanz abzuleiten.

Nehmen wir zuerst an, daß man nur mit schwachen Feldern operiere und, die reversible Ablenkung der Magnetisierung aus der Richtung leichter Magnetisierung vernachlässigend, nur die irreversible Erscheinung in dieser Richtung

1) P. Weiss et V. Planer, J. de Phys., 1908.

1) J. de Phys. (4) 4, 844, 1905.

betrachtet. Wenn die Substanz sich im neutralen Zustande befindet, bedeckt die Gesamtheit der Magnetisierungsvektoren der verschiedenen Elementarkristalle gleichförmig die Oberfläche einer Kugel (Fig. 3). Wenn das Feld H, in einer festen Richtung OH wirkend, den Wert des Koerzitivfeldes H_c übersteigt, werden alle Magnetisierungsintensitäten innerhalb eines Kegels mit OH als Achse und mit

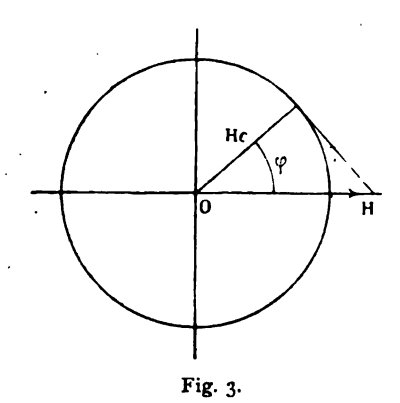


Fig. 3.

einem halben Winkel φ an der Spitze gegeben durch

$$\cos\varphi = \frac{H_c}{H},$$

welche ursprünglich auf die negative Seite gerichtet waren umgekehrt und die resultierende Intensität der Magnetisierung wird sein

$$\mathfrak{J} = \frac{\dot{I}}{2}\sin^2\varphi = \frac{\dot{I}}{2}\left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right],$$

wo $\dot{I}$ die Intensität bedeutet, die man erhielte, wenn alle Richtungen der leichten Magnetisierung mit Ox zusammenfielen. Wenn man jetzt das Feld zwischen $+H$ und $-H$ oszillieren läßt, wird die Intensität der Magnetisierung periodisch den durch obige Gleichung gegebenen maximalen Wert annehmen. Diese Gleichung stellt also den geometrischen Ort der Scheitel der Hysteresiskurven dar. Er ist eine Kurve dritten Grades, deren nützlicher Teil eine grobe Ähnlichkeit mit einer gleichseitigen Hyperbel hat, und besitzt die Asymptoten $\dot{I} = \frac{\dot{I}}{2}$ und $H = 0$. Er trifft die H-Achse im Punkte $H = H_c$.

Nehmen wir jetzt an, daß, anstatt vom neutralen Zustande auszugehen, wir bei Beginn alle Vektoren durch Einwirkung eines sehr starken negativen Feldes auf der negativen Seite der Kugel gesammelt haben. Beschreiben wir dann eine Hysteresisschleife, indem wir das Feld von $-\infty$ bis zu wachsenden positiven Werten variieren lassen. Es wird nichts geschehen, und die Magnetisierung bleibt $-\frac{\dot{I}}{2}$, solange das Feld kleiner als $+H_c$, dann wird, wie ersichtlich, eine Kurve beschrieben werden, welche, vom Punkte $\left(-\frac{\dot{I}}{2}, +H_c\right)$ ausgehend, mit dem obigen geometrischen Orte der Scheitel in doppeltem Maßstab der Ordinaten identisch ist. Diese Kurve gibt mit dem schon zurückgelegten Teile der Geraden $-\frac{\dot{I}}{2}$ die Hälfte des Kreisprozesses; man vervollständigt die Hysteresisschleife durch Symmetrie in bezug auf den Ursprung. In ähnlicher Weise ermittelt man die Hysteresiskurven für Feldvariationen endlicher Amplitude, zwischen $-H$ und $+H$.

Um die Annäherung weiter zu treiben, muß man die reversible Ablenkung, um die das Feld die Magnetisierung aus der Richtung der leichten Magnetisierung verschiebt, berücksichtigen.

Nimmt man an, daß die Vektoren der Magnetisierungsintensität die positive Halbkugel mit einer konstanten Dichte bedecken, so erhält man als Resultat der Rechnung für das Gesetz der reversiblen Wirkung des Feldes in einer scheinbar isotropen Substanz:

$$\mathfrak{J} = \dot{I}\left[\frac{1}{2} + \frac{H}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_D'}\right) - \frac{3}{16}H^2\left(\frac{1}{H_D^2} + \frac{1}{H_D'^2}\right) + \cdots\cdots\right] \tag{9}$$

Im Falle dagegen, wo die Substanz vom neutralen Zustande ausgeht, bestehen nur die Glieder mit den ungeraden Potenzen von H.

Der Koeffizient der ersten Potenz von H bedeutet die anfängliche Suszeptibilität, von der Lord Rayleigh[1]) gezeigt hat, daß sie in allen kleinen reversiblen Änderungen der Intensität der Magnetisierung auftritt, sogar wenn die Magnetisierung einen größeren Bruchteil der Sättigungsintensität erreicht. Die Theorie erklärt also diese Konstanz der reversiblen Suszeptibilität. Aber sie gestattet eine leicht kontrollierbare Konsequenz hinzuzufügen. Diese anfängliche Suszeptibilität kann geschrieben werden:

$$k_0 = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3}\right). \tag{10}$$

Sie ist also von der Temperatur unabhängig, wenn die Koeffizienten N_1, N_2, N_3 selbst von der Temperatur unabhängig sind, wie wir es bis jetzt angenommen haben. Die Versuche über die Änderung der Suszeptibilität mit der Temperatur[2]) in den schwachen Feldern scheinen mit dieser Konsequenz der Theorie vereinbar zu sein. Sie geben meist eine schwache Zu-

1) Lord Rayleigh, Philosophical Magazine 23, 225—245, 1887.

2) Ewing, Magnetic Induction in Iron, 3th ed., London 1900, S. 166.

nahme der Suszeptibilität mit der Temperatur. So findet Ewing, daß für einen harten Eisendraht die Intensität der Magnetisierung im Erdfelde von 2,14 auf 2,23 steigt, wenn die Temperatur von 6^0 auf 100^0 variiert. Die Schwierigkeit der Deutung dieses und ähnlicher Experimente rührt daher, daß bei höheren Temperaturen das Bereich der reversiblen Erscheinung sehr eng wird, wie an gewissen Kurven von Hopkinson[1]) ersichtlich. Neue Versuche mit genauer Bestimmung dieses Be-

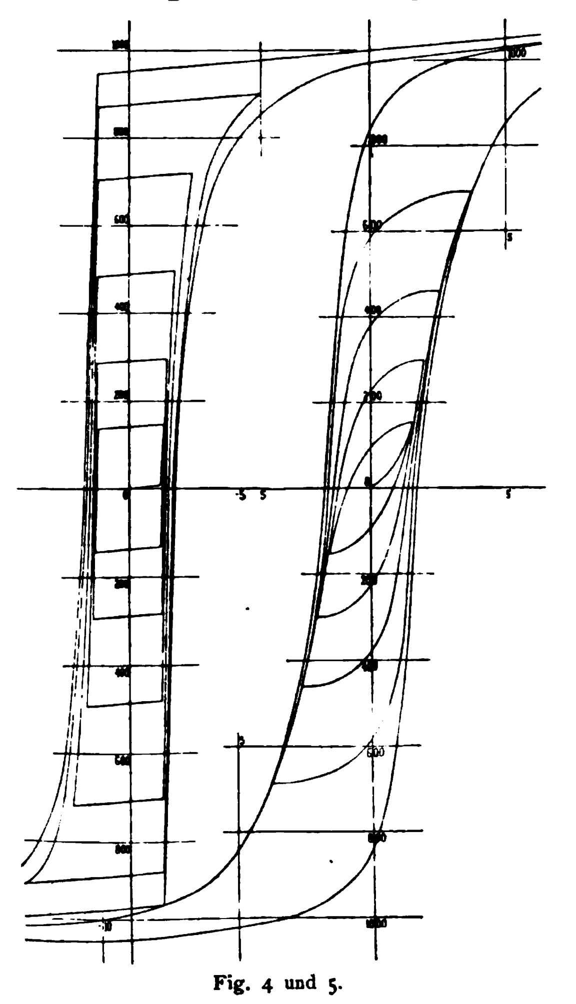


Fig. 4 und 5.

reiches bei höheren Temperaturen sind notwendig.

Die Fig. 4 enthält die nach obigem Verfahren mit der Annahme $\dot{I}_M = 1900$, $H_c = 1{,}2$ gezeichneten Hysteresisschleifen. Sie sind mit Hilfe der reversiblen Suszeptibilität und des quadratischen Gliedes der Reihenentwickelung (9) korrigiert, wobei angenommen wurde $H_D = 120$ Gauß $H_D' = \infty$. Die eine dieser letzteren Annahmen ist für den vorliegenden Zweck innerhalb weiter Grenzen willkürlich. Diese

1) Ewing, loc. cit., S. 174, Fig. 82.

numerischen Werte sind den experimentellen Kurven in Fig. 5, die der klassischen Abhandlung von Ewing entnommen sind, möglichst angepaßt. Die Ähnlichkeit der Kurven in Fig. 4 und 5 ist auffallend, trotz einiger wesentlicher Differenzen, für deren Erklärung ich auf die ausführliche Abhandlung[1]) verweise.

Das Eisen in starken Feldern. H. du Bois hat zuerst auf das Interesse der genauen Kenntnis des Gesetzes der Annäherung der Magnetisierungskurve an die Asymptote bei der Sättigung hingewiesen. Dieses Gesetz kann nach denselben Grundsätzen, nach welchen wir die Intensität der Magnetisierung in den schwachen Feldern ermittelt haben, berechnet werden. Man findet:

$$\dot{I} - \mathfrak{J} = \frac{\dot{I}^3}{15 H^2}[(N_1 - N_2)^2 + (N_1 - N_3)^2 - (N_1 - N_2)(N_1 - N_3)] + \cdots\cdots \quad (11)$$

Die Distanz zwischen Kurve und Asymptote ist eine unendlich kleine Größe zweiter Ordnung. Der Koeffizient des ersten Gliedes in $\frac{1}{H^2}$ kann geschrieben werden:

$$\frac{\dot{I}}{15}(H_D^2 + H_{D'}^2 - H_D \cdot H_{D'}). \quad (12)$$

Die Kenntnis dieses Gliedes, mit derjenigen der anfänglichen Suszeptibilität

$$k_0 = \frac{\dot{I}}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_{D'}}\right)$$

verbunden, gestattet aus den Beobachtungen an der pseudoisotropen Substanz die zwei charakteristischen entmagnetisierenden Felder des elementaren Kristalls abzuleiten. Aber während die anfängliche Suszeptibilität der Gegenstand vieler Versuche gewesen ist, besitzt man noch keine genügend genauen Messungen der Annäherung an die Sättigung. Diesbezügliche Versuche werden gegenwärtig ausgeführt.

Die magnetischen Eigenschaften des Eisens jenseits der Temperatur des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus. Die oben gegebene Theorie der Änderung des Ferromagnetismus in Funktion der Temperatur kann auf den Fall ausgedehnt werden, wo das äußere Feld H_a von Null verschieden ist. Die Gleichung (2) wird durch Einführen von

$$H = H_a + N\dot{I}$$

und indem man (5) berücksichtigt

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a}\frac{\dot{I}}{I_0} + \frac{3H_a}{a N I_0}.$$

Diese Gleichung gibt, mit (1), vermittels der Hilfsvariablen a die Beziehung zwischen $\frac{I}{\Theta}$

1) J. de Phys. (4) 6, 661, 1907.

und $\frac{\dot{I}}{I_0}$, welche einem bestimmten äußeren Felde H_a entspricht. Sie unterscheidet sich von der ähnlichen Beziehung für $H_a = 0$ durch Vergrößerung von $\frac{T}{\Theta}$ um ein Glied, welches zu a umgekehrt proportional ist. Wenn wir uns auf kleine Werte von a beschränken, ist $a = 3\frac{\dot{I}}{I_0}$ und infolgedessen

$$\frac{T}{\Theta} - 1 = \frac{H_a}{N\dot{I}} \qquad (13)$$

Der Überschuß $T - \Theta$ der Temperatur über die Temperatur Θ des Verlustes der spontanen Magnetisierung ist also umgekehrt proportional mit der Magnetisierungsintensität. Die graphische Darstellung der Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist eine gleichseitige Hyperbel, deren Parameter dem äußeren Felde proportional ist. Die Fig. 6, welche der Abhandlung von P. Curie entnommen ist, und in welcher

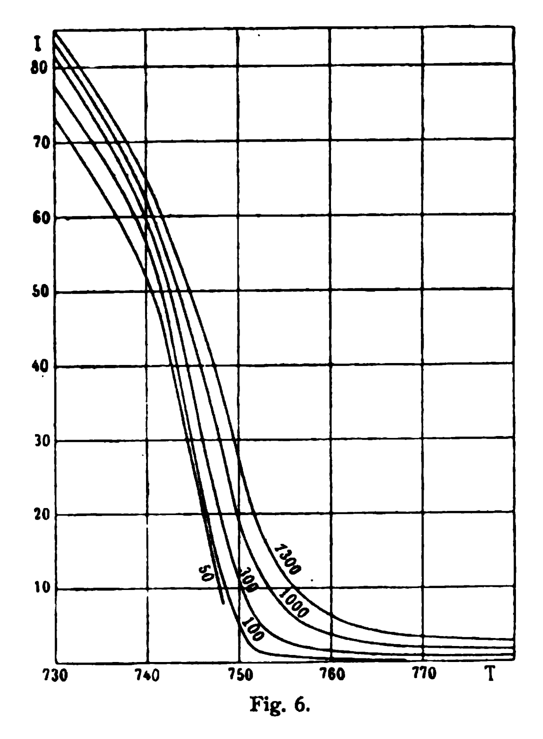


Fig. 6.

die auf den Kurven angegebenen Zahlen die äußeren Felder bedeuten, zeigt, daß das Experiment die Theorie in bemerkenswerter Weise bestätigt.

Es scheint nicht zweifelhaft, daß die anderen ferromagnetischen Substanzen sich bei ihrer Temperatur Θ verhalten wie das Eisen. Mit anderen Worten, sie gehen vom Zustand des spontanen Ferromagnetismus (in der Bezeichnung von Osmond, Zustand α) in den Zustand des durch das äußere Feld bedingten Ferromagnetismus (Zustand β) über und es ist möglich, daß gewisse Substanzen nur in diesen beiden Zuständen existieren. Aber die Versuche von P. Curie über das Eisen, die sich auf ein ausgedehntes Temperaturintervall erstrecken, haben ihn dazu geführt, zwei andere Zustände des Eisens durch ihre magnetischen Charaktere wiederzufinden, von denen der erste von Osmond γ-Eisen genannt worden ist, und der zweite, schon von Ball entdeckte, konsesequenterweise δ-Eisen zu nennen ist. Die Curieschen Experimente sind in der Fig. 7

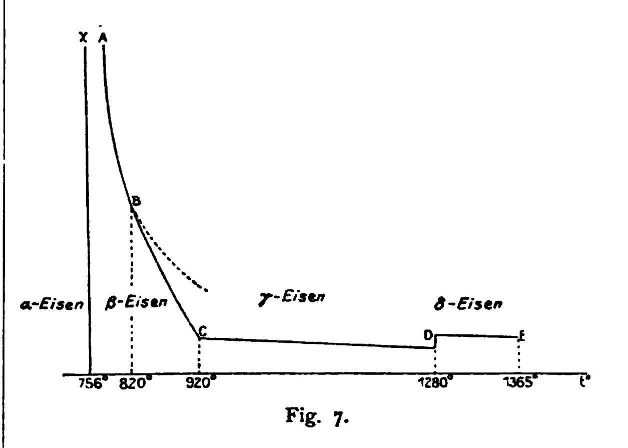


Fig. 7.

schematisch zusammengefaßt, in welcher die Temperaturen als Abszissen und die spezifischen Magnetisierungskoeffizienten χ [auf die Masseneinheit bezogene Suszeptibilitäten] als Ordinaten aufgetragen gedacht sind.

In der β-Region, welche bei 756^0 anfängt, geht der spezifische Magnetisierungskoeffizient vom Werte ∞ aus und nimmt bis 820^0 nach einem genau hyperbolischen Gesetze ab. Dann wird die Abnahme rascher. Es geht wahrscheinlich zwischen dieser Temperatur und der Temperatur 920^0, bei welcher der γ-Zustand anfängt, eine progressive Umwandlung vor sich. Im γ-Zustand besitzt das Eisen einen der absoluten Temperatur umgekehrt proportionalen Magnetisierungskoeffizienten, was für den rein paramagnetischen Zustand charakteristisch ist. Bei 1280^0, der letzten Zustandsänderung, steigt der Magnetisierungskoeffizient plötzlich im Verhältnisse $2:3$ und scheint dann wieder im umgekehrten Verhältnisse der absoluten Temperaturen zu variieren.

Für die paramagnetischen Körper, in welchen kein molekulares Feld existiert, ist das Produkt $\chi \cdot T$ gleich der Curieschen Konstante C. Ich werde zeigen, daß jede der vier Regionen α, β, γ, δ eine Bestimmung dieser Konstante zuläßt.

α-Eisen. Man kann die Curiesche Konstante, die ihrem Wesen nach sich auf das paramagnetische Eisen bezieht, von den Beob-

achtungen mit dem ferromagnetischen Eisen ableiten.

Wie schon bemerkt, ist die Suszeptibilität für ein paramagnetisches Gas nach der Langevinschen Theorie

$$k = \frac{\dot{I}_0^2}{3p} \qquad (3)$$

und, wenn D die Dichte bedeutet,

$$\chi = \frac{\dot{I}_0^2}{3pD}.$$

Diese Formel soll jetzt auf die festen Körper anwendbar gemacht werden, in welchen die Moleküle keine potentielle Rotationsenergie besitzen. Es sei M die Anzahl Moleküle per cm^3 in dem betrachteten Körper, M_0 die Anzahl Moleküle in 1 cm^3 Gas bei derselben Temperatur und unter dem normalen Drucke p_0, so ist

$$\chi = \frac{\dot{I}_0^2}{3p_0 D} \cdot \frac{M_0}{M}.$$

Es sei n die Anzahl Atome im Molekül, A das Atomgewicht auf $H = 1$ bezogen, δ die Dichte der Luft unter dem normalen Drucke und bei 0^0, dann ist:

$$C = \chi T = \left(\frac{\dot{I}_0}{D}\right)^2 \frac{273}{3p_0} \frac{n \cdot A \cdot \delta}{28{,}8}. \qquad (14)$$

In dem Falle des Eisens kann man die Sättigungsintensität beim absoluten Nullpunkt von ihrem Werte bei der gewöhnlichen Temperatur mit Hilfe der oben entwickelten Theorie ableiten.[1]) Unter Zugrundelegung des Wertes von du Bois und Taylor Jones[2]) $\dot{I} = 1850$, findet man $\frac{\dot{I}_0}{D} = 270$, woraus

$$C = 0{,}01646\, n.$$

β-Eisen. Bei einer Temperatur etwas über θ zeigen sich die ferromagnetischen Eigenschaften nur, wenn ein äußeres Feld H_a das unzureichende molekulare Feld unterstützt. Das innere Feld bringt also den Magnetisierungskoeffizienten auf einen Wert χ', der größer ist als derjenige, χ, der in Abwesenheit des molekularen Feldes vorhanden sein würde. Ihre Abhängigkeit ist gegeben durch

$$\frac{T}{C} = \frac{1}{\chi} = D\frac{H_a + N\dot{I}}{\dot{I}} = \frac{1}{\chi'} + D \cdot N.$$

Die Temperatur θ ist aber die, bei welcher die Suszeptibilität, die dem Anfange der Kurve Fig. 1 entspricht, gleich $\frac{1}{N}$ ist. Daher

$$C \cdot N \cdot D = \theta \qquad (15)$$

und

$$C = \chi'(T - \theta). \qquad (16)$$

Diese Gleichung, welche in einer anderen Form denselben Inhalt hat wie (13), zeigt den Grund der hyperbolischen Änderung von χ' in der β-Region. Aus den Versuchen von Curie zwischen 756^0 und 820^0 läßt sich ableiten:

$$C = 0{,}0164 \times 2.$$

Dieser Wert stimmt also mit dem theoretischen überein unter der Annahme, daß das Molekül des β-Eisens aus 2 Atomen besteht. Es ist kein Grund vorhanden, nach dieser Theorie, anzunehmen, daß das Molekül des α-Eisens verschieden sei. Sollte aber eine molekulare Umwandlung in der α-Region vorkommen, so müßte sie ohne Änderung von $\dot{I}_0$ stattfinden.

γ-Eisen. Von 920^0 bis 1280^0 deutet die der absoluten Temperatur umgekehrt proportionale Suszeptibilität auf Abwesenheit des molekularen Feldes. Die Versuche von Curie geben:

$$C = 0{,}018 \times 2,$$

d. h. im Bereich der Genauigkeit der Versuche wieder dieselbe Konstante, und man ist so dazu geführt, anzunehmen, das auch das Molekül des γ-Eisens aus zwei Atomen besteht.

δ-Eisen. Die Versuche von Curie geben:

$$C = 0{,}019 \times 3,$$

einen Wert, welcher noch mit dem früheren vereinbar ist, wenn man annimmt, daß das Molekül des δ-Eisens aus drei Atomen besteht.[1])

Der Unterschied im Wesen der beiden Zustandsänderungen $\beta\gamma$ und $\gamma\delta$ ist höchst bemerkenswert. Die Experimente von H. Le chatelier[2]) haben gezeigt, daß der Übergang vom β- in den γ-Zustand mit einer Kontraktion verbunden ist; es scheint daher paradox, wenn eine Annäherung der Moleküle von dem Verschwinden ihrer Wechselwirkungen begleitet ist. Aber mehr als diese Eigentümlichkeit zeigt die Größenordnung dieser Wirkungen, wie sehr ihre Natur zu erklären bleibt. Für das Eisen bei der gewöhnlichen Temperatur ist das molekulare Feld ca. $6{,}5 \times 10^6$ Gauß [siehe weiter unten]. Die enorme Größe dieses Feldes ist um so merkwürdiger, als Langevin[3]) gezeigt hat, daß das magnetische Moment des

1) Mit einer nicht allzu großen Unsicherheit, vergl. Seite 360 und 366.
2) du Bois und Taylor Jones, E.T.Z. **17**, 543, 1896. Der Wert ist nach meinen letzten Messungen [C. R. **145**, 1155; 1907] etwas zu hoch.

1) In der hier benutzten, der verallgemeinerten Langevinschen Theorie angepaßten Ausdrucksweise bedeutet „Molekül" die Menge der Substanz, welche dieselbe Rotationsenergie besitzt, wie ein Molekül Sauerstoff bei derselben Temperatur.
2) Contributions à l'Étude des Alliages (Soc. d'Encouragement p. l'Industrie nationale, Paris 1901, S. 411).
3) Langevin, loc. cit.

Sauerstoffatoms sehr wohl einem einzigen Elektron zugeschrieben werden kann, welches um das Atom eine Kreisbahn mit einer Periode gleich derjenigen sichtbarer Lichtwellen durchläuft. Wenn man diese Rechnung für das Eisenatom reproduziert, findet man für $\dot{I}_0$ einen dem experimentellen Werte ziemlich nahen Betrag. Aber das Feld im Zentrum dieser Bahn ist mehrere hundertmal kleiner als das molekulare Feld.

Herr W. Ritz[1]) hat in letzter Zeit gezeigt, daß man mit einem schematischen Bau des Atoms aus Elementen, die mit den bisher benutzten Elektronen nur in entfernter Verwandtschaft stehen, die Gesetze der Serienspektren und des normalen und anomalen Zeemaneffektes reproduzieren kann. Diese Elemente dienen dazu, die magnetischen Atomfelder hervorzubringen, welche das wesentliche Konzept der Ritzschen Theorie sind. Diese Atomfelder haben eine Reihe von diskontinuierlichen Werten. In jedem dieser Felder schwingt eine elektrische Elementarladung mit der Frequenz einer Serienlinie. Für die H_α-Linie des Wasserstoffs, $\lambda = 656{,}3\ \mu\mu$, ergibt sich $H = 150.10^6$ Gauß, also ein Feld von derselben Größenordnung wie das molekulare Feld des Eisens. Man kann sich des Eindruckes nicht erwehren, daß das molekulare Feld ein durch die thermische Agitation hervorgebrachtes Mittel aus den Ritzschen Atomfeldern ist. Während dem Molekül, als grobem Reagens, nur dieser Mittelwert zugänglich ist, kann das schwingende Elektron der Serienlinien alle Feinheiten der Atomfelder erforschen. In den paramagnetischen Substanzen wäre dieser Mittelwert gleich Null.

Molekulares Feld und spezifische Wärme.[2])

Wegen der enormen Größe der molekularen Felder sind die Energiemengen, welche bei der die Temperaturänderungen begleitenden Magnetisierung oder Entmagnetisierung ins Werk gesetzt werden, von derselben Größenordnung wie diejenigen, welche zur Erwärmung der Körper erforderlich sind. Man weiß anderseits, daß die spezifischen Wärmen der magnetischen Körper Anomalien aufweisen. Es soll hier gezeigt werden, daß die Entmagnetisierungsenergie diesen Anomalien quantitativ entspricht.

Die gegenseitige Energie der Molekularmagnete in einem Körper von der Magnetisierungsintensität $\dot{I}$, ist

$$E = -\frac{1}{2} N \dot{I}^2,$$

1) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660, 1908.

2) P. Weiss und Paul N. Beck, J. de Phys. (4) **7**, 249, 1908.

wo $N\dot{I}$ das molekulare Feld bedeutet. Diese Energie ist negativ, man wird also Energie an den Körper abgeben müssen, um ihn zu entmagnetisieren und es ist, wenn $\mathcal{J}$ das mechanische Äquivalent der Kalorie und D die Dichte bedeuten, in der spezifischen Wärme ein Teil

$$\frac{dq_m}{dt} = \frac{1}{2\mathcal{J}}\frac{N}{D}\frac{d\dot{I}^2}{dT}$$

magnetischen Ursprungs enthalten. Dieses Glied fällt momentan auf Null bei der Temperatur Θ des Verlustes der spontanen Magnetisierung. Wir sind also durch die Theorie des molekularen Feldes zu einer Diskontinuität der wahren spezifischen Wärme geführt, was von der gewöhnlichen Annahme einer Zustandsänderung bei einer gewissen Temperatur mit einer entsprechenden latenten Wärme wesentlich abweicht. Allerdings korrigiert man oft diese Aussage, indem man hinzufügt, daß die Zustandsänderung sich auf ein bedeutendes Temperaturintervall erstreckt.

Für die Berechnung von $\frac{d\dot{I}^2}{dT}$ sind die Versuchsresultate über die thermische Änderung des Magnetismus in der α-Region zu benutzen. Für Eisen liegen die Resultate von P. Curie vor, für Nickel und Magnetit benutze ich meine eigenen Messungen, welche, obwohl noch provisorisch schon genauer sind wie die schwierigeren Bestimmungen der wahren spezifischen Wärme.

Die Größe N leitet man von (15)

$$CND = \Theta$$

ab, wo C die in (14) definierte Curiesche Konstante bedeutet. Diese bezieht sich ursprünglich auf den rein paramagnetischen oder γ-Zustand. Da aber die drei untersuchten Substanzen nicht alle im γ-Zustand bekannt sind, ist es wertvoll, daß diese Konstante sich nach (16) auch aus dem β-Zustand ableiten läßt.[1])

Von den vorliegenden kalorimetrischen Daten[2]) sind nur die von Pionchon über Eisen zahlreich und genau genug um eine Bestimmung der wahren spezifischen Wärme für kleine Temperaturintervalle zu gestatten. Leider ist die Temperaturskala dieser älteren Versuche nicht mit Sicherheit zu korrigieren. Ich habe daher Herrn Paul N. Beck ersucht, eine Neubestimmung der spezifischen Wärmen von Eisen, Nickel und Magnetit vorzunehmen. Es

1) Man findet so, mit einer noch etwas rohen Annäherung, für die molekularen Felder: 6500000 Gauß für Eisen; 6300000 Gauß für Nickel; 14300000 Gauß für Magnetit.

2) Pionchon, Ann. chim. phys. (6) **11**, 33, 1887 (Eisen, Nickel, Kobalt); Tilden, Phil. Trans. **201** (A), 37, 1903 (Nickel); Harker, Phil. Mag. (6) **10**, 430, 1905 (Eisen); Oberhoffer, Metallurgie IV, s. 495, 1907 (Eisen); Bailey, Physical Review **24**, 129, 1907 (versch. Eisensorten).

mögen hier nur die sich auf den Umwandlungspunkt beziehenden Resultate aus diesen Messungen herausgegriffen werden. Es sei C_m^Θ der Sprung der wahren spezifischen Wärme bei der Temperatur Θ. Man findet:

für Eisen

magnetisch	kalorimetrisch
$C_m^\Theta = 0{,}136$	$C_m^\Theta = 0{,}112$
$\Theta = 753 + 273^0$	$\Theta = 758 + 273^0$,

für Nickel

$C_m^\Theta = 0{,}025$	$C_m^\Theta = 0{,}027$
$\Theta = 376 + 273^0$	$\Theta = 376 + 273^0$,

für Magnetit

$C_m^\Theta = 0{,}048$	$C_m^\Theta = 0{,}050$
$\Theta = 588 + 273^0$	$\Theta = 580 + 273^0$.

In der beigegebenen Fig. 8 stellt die obere

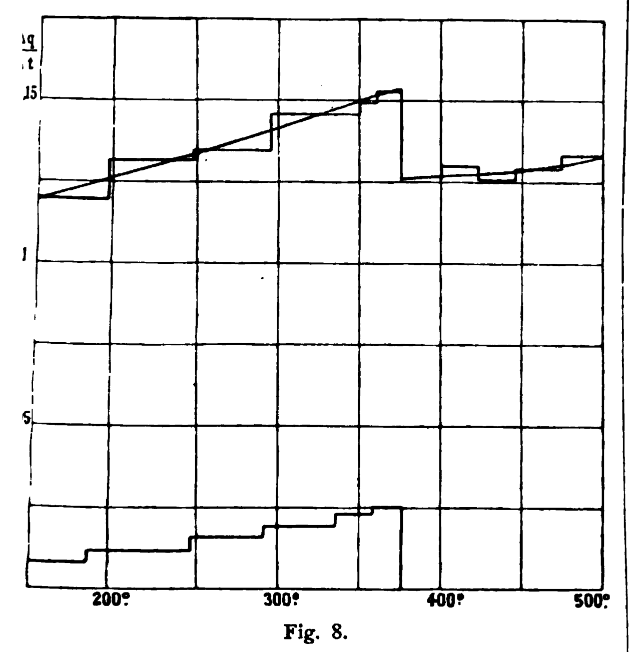


Fig. 8.

gebrochene Linie die mittleren spezifischen Wärmen in den Intervallen zwischen zwei Versuchstemperaturen, die hindurchgezogene Kurve die wahren spezifischen Wärmen dar. Die untere gebrochene Linie stellt die Mittelwerte, für die Temperaturintervalle der magnetischen Versuche, des magnetischen Gliedes der spezifischen Wärme dar. Der Zusammenhang ist ohne weiteres ersichtlich.

Es ist also für Eisen, Nickel und Magnetit die Temperatur der Diskontinuität der wahren spezifischen Wärme auch die Temperatur des Verlustes der spontanen Magnetisierung, und die beobachtete Größe dieser Diskontinuität stimmt überein mit der unter Zugrundelegung der Hypothese des molekularen Feldes aus den magnetischen Versuchsresultaten berechneten.

Diese Hypothese, welche die Erscheinungen des Ferromagnetismus in einheitlicher Weise auf die kinetische Theorie der Materie zurückführt, erhält durch die letzte Anwendung in einem etwas entlegeneren Gebiete eine nicht unwesentliche Stütze.

(Eingegangen 17. April 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 40[1]): Guido Niccolai, Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen.

1. Arndtsen[2]) und nach ihm Matthiessen und Bose[3]) waren die ersten, welche den Einfluß der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit der Metalle untersucht haben. Matthiessen und Bose dehnten ihre Untersuchungen auf eine gewisse Anzahl reiner Metalle zwischen 0^0 und 100^0 aus und berechneten auch die Temperaturkoeffizienten α in diesem Intervall. Aus ihren Werten geht vor allen Dingen hervor, daß der Widerstand mit der Temperatur zunimmt. Des weiteren liegen die Werte von α für alle reinen Metalle — mit Ausnahme des Eisens, welches einen höheren Wert hat — wie dies bereits Arndtsen[4]) beobachtet hatte, zwischen 0,00403 und 0,00327. Clausius[5]) beobachtete, daß das Mittel aus all diesen Werten — mit Ausnahme des Eisens — angenähert gleich 0,00366 ist, also gerade gleich der Zahl, welche den Ausdehnungskoeffizienten der Gase gibt. Aus eben diesem Grunde glaubte Clausius schließen zu dürfen, daß der elektrische Widerstand der reinen Metalle der absoluten Temperatur proportional sei.

Indessen bemerkte Clausius selbst, daß die Werte von Matthiessen und Bose nicht ausreichten, um aus ihnen eine derartige Schlußfolgerung zu ziehen, einmal weil die Anzahl der untersuchten Metalle zu gering war, dann aber auch, weil das verwandte Temperaturintervall zu eng begrenzt und die Übereinstimmung der Ergebnisse untereinander zu unvollkommen war. Andererseits glaubte er aber doch, daß seine Beobachtung nicht ohne Interesse sei, und versprach sich von ihr, daß sie zu neuen Untersuchungen Anstoß geben würde.

2. In der Tat haben sich denn auch in der Folgezeit verschiedene Forscher mit diesem

1) Nr. 39: diese Zeitschr. **9**, 190, 1908.
2) Pogg. Ann. **104**, 650, 1858.
3) Pogg. Ann. **115**, 355, 1862
4) Pogg. Ann. **104**, 1, 1858.
5) Pogg. Ann. **104**, 650, 1858.

Gegenstand beschäftigt und nicht nur die Zahl der untersuchten Metalle vermehrt, sondern auch die Versuchsbedingungen verbessert und größere Temperaturbereiche angewandt.

Beispielsweise hat Benoit[1]) für eine gewisse Anzahl von Metallen die Änderung des elektrischen Widerstandes zwischen 0° und sehr hohen Temperaturen untersucht und dabei gefunden, daß der Widerstand in allen Fällen stark zunimmt, aber bald mehr und bald weniger, als es die von Clausius aufgestellte Hypothese verlangt.

Die absoluten Werte, welche er gefunden hat, lassen sich übrigens nicht mit denen neuerer Forscher, wie Dewar und Fleming[2]) einerseits und Jaeger und Diesselhorst[3]) andererseits vergleichen, und zwar wegen des verschiedenen Grades der Reinheit der Metalle, mit denen die verschiedenen Forscher ihre Untersuchungen angestellt haben. Weitere Versuche bei hohen Temperaturen sind von H. Le Chatelier[4]) an Kupfer, Platin und Silber, von Battelli[5]) an Nickel, von Moris[6]) an Eisen, schließlich von Philip Harrison[7]) an Nickel, Eisen und Kupfer ausgeführt worden. Alle diese Forscher haben gefunden, daß der Widerstand mit der Temperatur sehr stark wächst.

3. Auch bei tiefen Temperaturen sind derartige Versuche ausgeführt worden. Die ersten Physiker, welche sich damit beschäftigten, waren Cailletet und Bouty.[8]) Diese Forscher maßen den spezifischen Widerstand von Quecksilber, Silber, Antimon, Zinn und Kupfer bei ungefähr — 100°. Etwa gleichzeitig maß Wroblewski[9]) den spezifischen Widerstand des elektrolytischen Kupfers bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs und des flüssigen Sauerstoffs.

Endlich haben Dewar und Fleming[10]) eine Reihe von Untersuchungen an einer gewissen Anzahl von reinen Metallen, Legierungen und nichtmetallischen Körpern bei sechs oder sieben Temperaturen zwischen + 100° und — 197° angestellt.

4. Die Ergebnisse der verschiedenen Forscher gehen jedoch öfters recht weit auseinander, und zwar teils infolge der verschiedenen Versuchsbedingungen, teils auch, weil die verschiedenen Untersuchungen mit verschiedenen Materialproben angestellt worden sind. Aus diesem Grunde lassen sich die Kurven, welche den spezifischen elektrischen Widerstand der Metalle darstellen und von den verschiedenen Forschern für hohe und für tiefe Temperaturen entworfen worden sind, nicht aufeinander beziehen.

Es fehlt sonach an einer vollständigen Untersuchung der Erscheinung, denn keiner von allen Forschern hat Versuche angestellt, welche sich von sehr tiefen bis zu sehr hohen Temperaturen erstreckten und Beobachtungen in hinreichend engen Temperaturabständen böten, um eine Verfolgung der beträchtlichen Widerstandsänderung zu ermöglichen. Ich habe deshalb gerade die Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes einiger reiner Metalle bei stetiger Temperaturänderung zum Gegenstande der vorliegenden Untersuchung gemacht.

Allgemeine Beschreibung der Methode.

5. Zur Messung des elektrischen Widerstandes der von mir zu untersuchenden reinen Metalle bediente ich mich einer ausgezeichneten Wheatstoneschen Brücke, mit welcher ich unmittelbar und mit großer Genauigkeit bis auf ein Tausendstel Ohm kommen konnte, sowie eines Galvanometers nach Magnus von sehr hoher Empfindlichkeit.

Die zu untersuchenden Proben waren zu Drähten von ungefähr $1/2$ mm Durchmesser ausgezogen und annähernd 8 m lang. Sie wurden auf einen passenden isolierenden Halter aufgewickelt, welcher auch die Vorrichtung für die Erwärmung trug.

Figur 1 zeigt schematisch die Einrichtung dieses Halters.

AA' ist eine Glasröhre von 5 mm Durchmesser. Sie ist am unteren Ende so aufgebogen, daß sie die Metallscheibe D trägt, auf welcher wieder eine zweite Scheibe D' von etwas größerem Durchmesser als die erste und aus starker Asbestpappe ruht.

Konaxial mit der Röhre AA' steht auf der Asbestscheibe eine zweite Glasröhre B von $2^1/_2$ cm Durchmesser. Auf diese ist eine enge Spirale aus dünnem Eisendraht aufgewickelt, deren einzelne Windungen durch einen Asbeststreifen voneinander getrennt sind.

Diese Spirale wird von einem elektrischen Strome durchflossen, dessen Stärke mittels eines Rheostaten passend eingestellt wird, und bildet den Heizapparat.

Auf die 17 cm lange und 3,5 cm starke Glasröhre CC' endlich, welche mit einer dicken Lage von bester Asbestpappe überzogen ist, wird der Versuchsdraht sorgfältig in einer Spirale aufgewickelt. Je zwei aufeinanderfolgende Windungen dieser Spirale werden durch einen zwischengelegten Asbeststreifen

1) C. R. 1888
2) Journ. de Phys. 1894, S. 378; Phil. Mag. (5) **36**, 271, 1894
3) Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. **3**, 259, 1900.
4) C. R. **111**, 454, 1890.
5) Cim. (3) **34**, 125, 1893.
6) Phil. Mag (5) **44**, 213, 1897.
7) Phil. Mag. (6) **3**, 177, 1902.
8) Journ. de Phys. 1885.
9) C. R. 1885.
10) a. a. O.

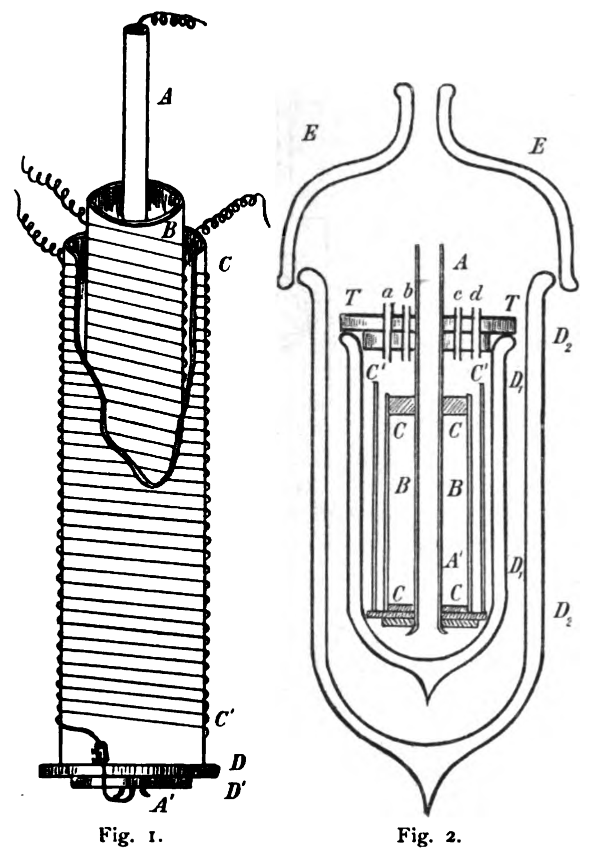


Fig. 1. Fig. 2.

von gegenseitiger Berührung an irgendeiner Stelle geschützt.

Wie der Schnitt in Figur 2 zeigt, geht das Glasrohr AA' durch einen Korkstopfen TT; dieser dient dazu, die Öffnung eines Dewargefäßes D_1D_1 zu verschließen, in welches der Halter mit dem zu untersuchenden Drahte eingetaucht wird. Dieses Dewargefäß ist aus Jenenser Glas gefertigt und hat eine zylinrische Gestalt; es ist 22 cm tief und 5 cm weit. Der Stopfen TT ist in der Weise durchbohrt, wie aus der Figur 2 ersichtlich wird. Er ist sowohl auf seiner Unterfläche, als auch seitlich, wo er mit den Glaswänden des Dewargefäßes in Berührung kommt, mit einer hinreichend starken Schicht Asbestpappe bekleidet.

Durch diesen Stopfen gehen außer der Glasröhre AA' drei weitere Glasröhrchen a, b, c und eine kleine Quarzglasröhre d. Davon dient a zur Isolierung des einen der starken kupfernen Stromzuführungsdrähte, welcher zum einen Ende des Versuchsdrahtes führt, während der andere Leitungsdraht innen durch die Glasröhre AA' hindurchgeführt ist. Die beiden Röhrchen b und c sind zur Isolierung der beiden Stromzuführungen für die Heizspirale bestimmt. Das Quarzröhrchen d hält die beiden Thermoelemente isoliert, welche ich zur Temperaturmessung benutzt habe.

Die ganze Vorrichtung wurde nun in ein zweites Dewargefäß D_2D_2 aus gewöhnlichem Glase eingeführt. Dieses hatte gleichfalls zylindrische Gestalt; es besaß versilberte Wände und war 35 cm tief und 10 cm weit. Die Öffnung dieses zweiten Dewargefäßes wurde durch einen aufgesetzten doppelwandigen Glasdeckel EE verschlossen. Dieser hatte, wie aus Figur 2 zu ersehen ist, oben eine Öffnung, durch welche ich alle zu meiner Anordnung erforderlichen Drähte hindurchführen konnte. Auf diese Weise erreichte ich vollkommen meinen Zweck, die gesamte Masse des Drahtes hinreichend lange Zeit hindurch elektrisch gut isoliert und auf einer und derselben Temperatur zu halten. Mit einiger Übung gelang es mir nämlich, die Stärke des den Draht des Heizapparates durchfließenden Stromes so zu regeln, daß ich nicht nur eine sehr langsame Temperaturänderung, sondern auch eine gleichförmige Temperaturverteilung in dem ganzen Dewargefäß erhielt.

Solange der Unterschied zwischen der Außentemperatur und der Innentemperatur 80^0 bis 90^0 nicht überschritt, war in der Tat keinerlei Temperaturunterschied zwischen dem oberen und dem unteren Ende des Dewargefäßes zu bemerken. Selbst im ungünstigsten Falle, wenn ich nämlich zwischen innen und außen das größte Wärmegefälle hatte, betrug der Unterschied zwischen dem oberen und dem unteren Ende des Gefäßes niemals mehr als 1^0.

Die beiden Thermoelemente bestanden aus Kupfer- und Konstantandrähten von 0,2 mm Durchmesser. Ihr Stromkreis war durch ein Thomsonsches Galvanometer geschlossen. In diesem brachte eine Temperaturdifferenz von $^1/_5$ Grad einen Ausschlag von einem Skalenteil hervor. Als Temperatur des Versuchsdrahtes in einem gegebenen Augenblick habe ich das Mittel aus den Temperaturablesungen an seinen beiden Enden angenommen. Ich habe auch dafür Sorge getragen, und mich auch unmittelbar durch Versuche davon überzeugt, daß zwischen dem Prüfstück und den beiden Stromzuführungsdrähten, die es mit den beiden Klemmen der Brückenanordnung verbinden, keine Thermoströme auftraten, durch welche meine Bestimmungen gestört worden wären. Die Länge der zu untersuchenden Stücke bestimmte ich, während die Drähte mit einer konstanten Kraft von 1 kg gespannt waren. Den Drahtdurchmesser bestimmte ich direkt mittels einer Palmerschen Schraubenlehre; dabei nahm ich Messungen an sehr vielen Stellen vor, um mich auch zu vergewissern, ob die Drähte auf ihrer ganzen Länge recht gleichförmig waren; außerdem fand ich den Durchmesser auch als Funktion des spezifischen Gewichtes und der Länge.

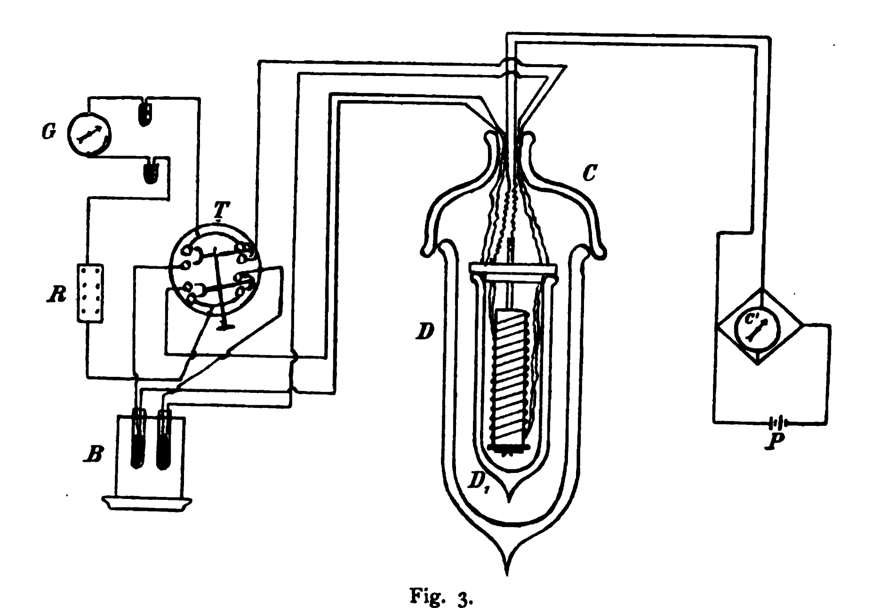


Fig. 3.

Figur 3 gibt eine schematische Darstellung meiner gesamten Meßanordnung.

Verlauf der Versuche.

6. Ich untersuchte folgende reine Metalle:

1. Aluminium,
2. Silber,
3. Eisen,
4. Magnesium,
5. Nickel,
6. Gold,
7. Blei,
8. Platin,
9. Kupfer.[1])

Von jeder Drahtprobe maß ich zunächst den Widerstand in Luft bei Zimmertemperatur. Darauf brachte ich in der bereits geschilderten Weise den Halter, auf welchen der Draht aufgewickelt war, in das Dewargefäß und erhitzte ihn sehr langsam mittels des Heizapparates bis auf 400°. Dabei führte ich von 25° zu 25° Bestimmungen aus.

Nach Erreichung einer Temperatur von 400° regulierte ich die Stromstärke im Heizstromkreise passend so, daß der Versuchsdraht sich ganz langsam abkühlte und schließlich wieder auf gewöhnliche Temperatur gelangte. Auch jetzt machte ich wieder von 25° zu 25° Messungen. Ebenso verfuhr ich bei tiefen Temperaturen. Hier machte ich gleichfalls, sowohl während das System sich langsam abkühlte, als auch während es sich wieder erwärmte, in den gleichen Temperaturabständen Messungen.

Ergebnisse.

7. Um ein Beispiel für die beschriebene Versuchsmethode zu geben, will ich jetzt, bevor ich die zahlenmäßigen Ergebnisse für die verschiedenen untersuchten Metalle anführe, zunächst einen Teil der Werte mitteilen, die ich bei einem Versuche an der Silberprobe erhalten habe.

Die fünfte Spalte der nachstehenden Tabelle I enthält in absoluten elektromagnetischen Ein-

1) Die Metalle sind in der alphabetischen Reihenfolge ihrer italienischen Namen geordnet. (D. Übers.)

Tabelle I.

Silber von Kahlbaum.

Drahtlänge bei 0° C 850,1 cm. Drahtdurchmesser 0,046 cm.

Temperaturangabe des ersten Thermoelementes in °C	Temperaturangabe des zweiten Thermoelementes in °C	Mittel aus beiden Temperaturen in °C	Widerstand in Ohm	$R\frac{s_0}{l_0}\cdot 10^9$	Wahrer spezifischer Widerstand
12,0	12,0	12,00	0,806	1575	1576
25,0	25,0	25,00	0,845	1653	1654
49,8	49,8	49,80	0,919	1797	1798
74,7	74,7	74,70	0,994	1943	1945
101,0	101,0	101,00	1,074	2100	2104
125,0	125,1	125,05	1,147	2242	2247
150,4	150,5	150,45	1,222	2389	2395
174,8	175,0	174,90	1,294	2530	2538
199,9	200,1	200,00	1,369	2677	2687
225,2	225,4	225,30	1,443	2821	2833
250,8	251,1	250,95	1,515	2962	2976
274,2	274,6	274,40	1,585	3098	3114
300,0	300,4	300,20	1,657	3240	3259
325,7	326,1	325,90	1,729	3381	3402
351,2	351,7	351,45	1,794	3508	3531
375,4	376,1	375,57	1,863	3642	3668
400,2	401,0	400,60	1,929	3771	3800
+ 11,0	+ 11,0	+ 11,00	0,802	1569	1569
+ 0,2	+ 0,2	+ 0,20	0,771	1507	1507
— 25,1	— 25,1	— 25,10	0,691	1351	1350
— 49,9	— 49,9	— 49,90	0,624	1221	1220
— 75,7	— 75,6	— 75,65	0,550	1075	1073
— 100,2	— 100,1	— 100,15	0,468	915	913
— 124,8	— 124,6	— 124,70	0,393	768	766
— 151,3	— 151,0	— 151,15	0,327	641	639
— 175,0	— 174,6	— 174,80	0,254	497	495
— 189,0	— 189,0	— 189,00	0,214	419	417

heiten die Werte für den Ausdruck $R \frac{s_0}{l_0} 10^9$ bei verschiedenen Temperaturen für die Silberprobe. Dabei ist die Änderung der Dimensionen des Drahtes nicht berücksichtigt worden. In der sechsten Spalte derselben Tabelle hingegen sind die wahren Werte des spezifischen Widerstandes aufgeführt, wie sie erhalten wurden, wenn für jede Temperatur die entsprechenden Dimensionen des Drahtes in Rechnung gesetzt wurden. Für diese Reduktionen habe ich die Ausdehnungskoeffizienten benutzt, welche von H. D. Ayres[1]) für tiefe Temperaturen ($+40^0$ bis -187^0), und die, welche von Fizeau und Le Chatelier[2]) für hohe Temperaturen bestimmt worden sind.

Der Silberdraht hatte eine Länge von 850,1 cm und einen Durchmesser von 0,046 cm.

Wie man aus dieser Tabelle ersieht, ist also der Unterschied zwischen dem spezifischen elektrischen Widerstand der Silberprobe und dem Näherungswerte $R \frac{s_0}{l_0} \cdot 10^9$ sehr klein, denn im ungünstigsten Falle, nämlich bei der Temperatur 400^0, beträgt er weniger als 1 v. H.

In erster Annäherung kann man demnach bei derartigen Untersuchungen die Änderungen der Drahtdimensionen vernachlässigen.

In Tabelle II habe ich nun die Ergebnisse zusammengestellt, die ich an sämtlichen von mir untersuchten Proben erhalten habe, ohne dabei indessen den Änderungen ihrer Dimensionen Rechnung zu tragen.

In dieser Tabelle geben die Zahlen der ersten Spalte die Temperatur in Celsiusgraden an, die Zahlen der folgenden Spalten geben die Werte des Ausdrucks $R \frac{s_0}{l_0} 10^9$ für die verschiedenen Metalle bei den entsprechenden Temperaturen. Alle Proben, mit Ausnahme des von Carlo Erba bezogenen Magnesiums, wurden mir von der Firma C. A. F. Kahlbaum in Berlin geliefert. Sie wurden alle sorgfältig zu Drähte von ungefähr 0,5 mm Durchmesser ausgezogen, und ich benutzte niemals Drahtlängen von weniger als fünf Metern.

In Figur 4 sind die Kurven zusammengestellt, welche die Änderung des elektrischen Widerstandes mit der Temperatur für alle diese von mir untersuchten Metalle wiedergeben. In diesen Kurven sind die Temperaturen in Celsiusgraden und die spezifischen Widerstände in absoluten elektromagnetischen Einheiten ausgedrückt.

Schlußfolgerungen.

8. Aus den Zahlenangaben der vorstehenden Tabelle II, und besser noch aus den in Figur 4 gezeichneten Kurven kann man sich leicht davon überzeugen, daß keines der von mir untersuchten Metalle genau der von Clausius aufgestellten Hypothese genügt. Am

1) Phys. Rev. 1905, S. 38.
2) Nach den Landoltschen Tabellen.

Tabelle II.

Spezifischer elektrischer Widerstand der angeführten Metalle und absoluten elektromagnetischen Einheiten.

Temperatur in ^{0}C	Aluminium	Silber	Eisen	Magnesium	Nickel	Gold	Blei	Platin	Kupfer
400	7991	3772	43345	11893	57257	5818	—	25985	4093
375	7638	3642	40583	11285	53390	5561	—	25132	3941
350	7274	3501	37877	10672	49722	5320	—	24254	3797
325	6917	3377	35235	10080	46243	5084	—	23361	3659
300	6559	3240	32781	9536	42729	4853	49932	22490	3512
275	6204	3094	30357	9002	39480	4623	46897	21572	3322
250	5850	2956	28196	8508	36352	4402	43814	20648	3207
225	5518	2819	26000	8031	33337	4178	40953	19753	3045
200	5172	2676	23928	7576	30464	3956	38047	18885	2888
175	4827	2531	21904	7132	27688	3745	35322	17927	2730
150	4496	2385	20012	6735	25025	3529	32617	17032	2565
125	4192	2242	18235	6318	22514	3317	30151	16058	2403
100	3858	2097	16630	5915	20207	3102	27844	15102	2249
75	3562	1946	15022	5507	17946	2891	25686	14124	2083
50	3237	1798	13504	5069	15723	2675	23663	13146	1921
25	2925	1653	12063	4700	13808	2462	22047	12182	1759
0	2618	1505	10681	4312	12005	2245	19803	11193	1577
— 25	2321	1350	9368	3894	10257	2029	17958	10234	1418
— 50	2067	1223	8147	3491	8825	1818	16190	9248	1251
— 75	1782	1079	6973	3105	7352	1607	14372	8207	1057
— 100	1535	916	5929	2643	6049	1400	12610	7212	904
— 125	1282	765	4962	2300	4866	1191	10975	6218	733
— 150	1038	642	3988	1907	3748	992	9253	5200	558
— 175	795	496	3091	1471	2703	795	7624	4192	391
— 189	641	419	2653	1275	2186	688	6648	3580	302

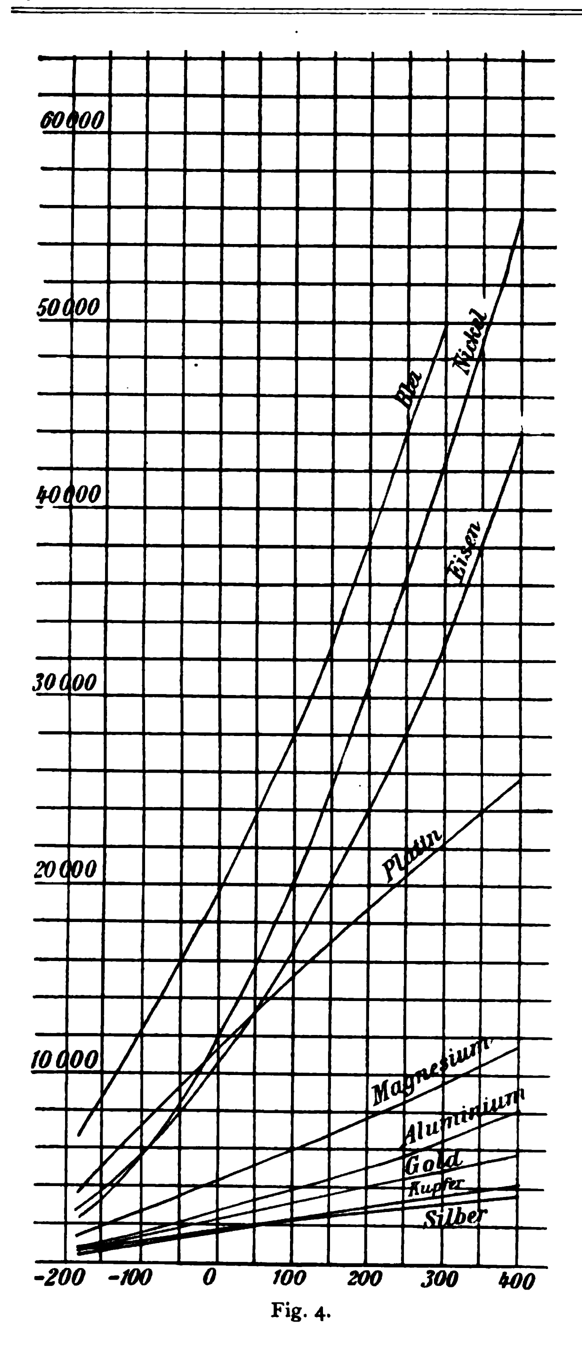


Fig. 4.

meisten nähern sich ihr Silber, Gold, Platin und Kupfer; alle übrigen weichen recht beträchtlich von ihr ab.

Diese Metalle lassen sich in zwei getrennte Gruppen teilen, nämlich in solche, bei denen die Schnelligkeit der Widerstandsänderung mit wachsender Temperatur zunimmt, z. B. Eisen und Nickel, und in solche, bei denen umgekehrt die Schnelligkeit der Widerstandsänderung mit wachsender Temperatur abnimmt, z. B. Platin und Silber.

Aus der Betrachtung der Kurven geht aber hervor, daß sie das Bestreben zeigen, bei einer Verlängerung unter die tiefste von mir angewandte Temperatur hinab durch den Koordinatenanfangspunkt zu gehen. Das ist ein Zeichen dafür, daß der elektrische Widerstand dieser Metalle in reinem Zustande beim absoluten Nullpunkt der Temperatur, wenn auch nicht ganz und gar verschwinden, so doch sicherlich außerordentlich klein werden wird. Ja, bei einigen Metallen, wie beispielsweise beim Kupfer, möchte es, wenn wir uns immer nur an die hier wiedergegebenen Kurven halten, scheinen, als ob ihr Widerstand bereits verschwinden müßte, bevor noch der absolute Nullpunkt erreicht wird, ein Umstand, den übrigens auch Wroblewski[1]) an elektrolytischem Kupfer beobachtet hatte.

Bemerkenswert ist die große Widerstandszunahme, welche sämtliche Metalle mit wachsender Temperatur erfahren. So ist beispielsweise beim Nickel das Verhältnis zwischen einem Widerstand bei $+ 400^0$ C und dem bei $- 189^0$ C etwas größer als 26; beim Eisen ist es größer als 16, und so geht es weiter, bis zum Platin, wo dieses Verhältnis etwas größer als 7 ist und dabei den kleinsten Wert von allen von mir untersuchten Metallen hat.

Aus der Figur ergibt sich ferner, daß die Kurven, welche den Widerstand der verschiedenen Metalle als Funktion der Temperatur wiedergeben, sich teilweise schneiden, wie beispielsweise die Kurven für Kupfer und für Silber oder die für Eisen und für Nickel usw.

Man kann auch beobachten, daß wenn das Gesetz, nach welchem die Widerstandsänderung beim Platin, beim Eisen und beim Nickel erfolgt, bis hinab zum absoluten Nullpunkt der Temperatur dasselbe bleiben würde, die Kurve für Platin nochmals von denen für Eisen und für Nickel in zwei weiteren Punkten geschnitten werden würde.

1) C. R. 1855.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. April 1908.)

Bemerkung über Lichtbogen und Büschellichtbogen.

Von Max Toepler.

Zwecks Gewinnung von Stickstoffverbindungen aus der Luft, werden neuerdings Lichtbogen von vielen Zentimetern Länge bei relativ kleiner Stromstärke verwandt. Hierbei wird dann noch in der einen oder anderen Weise (z. B. durch Rotierenlassen des Bogens in einem Magnetfelde) veranlaßt, daß sich der Gasinhalt des Bogenraumes beständig erneuert. Eine Folge hiervon ist, daß kein Anhäufen der Ver-

dampfungsprodukte der Elektroden im Bogen stattfindet.

Der von Dämpfen der Elektroden im wesentlichen befreite mittlere Teil des Bogens zeigt für das Auge in jeder Hinsicht große Ähnlichkeit mit dem Büschellichtbogen.

Man kann dies auch so ausdrücken: Lichtbogen und Büschellichtbogen unterscheiden sich nur in den Entladungsteilen, welche beim Lichtbogen wesentlich mit Elektrodendampf erfüllt werden.

Hiernach ist zu vermuten, daß lange Bögen genau genommen aus zwei Entladungsformen sich zusammensetzen:

aus den dampferfüllten Gebieten an den Elektroden mit Bogenlichtcharakter,

aus dem in wesentlichen dampffreien Gebiete fern von den Elektroden mit dem Charakter eines Büschellichtbogens.

Das büschellichtbogenartige Mittelstück wird für gekühlte Elektroden natürlich besonders ausgedehnt sein, besonders weit bis an die Elektroden heranreichen. Herr Grau hat nun kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) Messungen von Charakteristiken für lange Gleichstrombogen zwischen gekühlten Elektroden mitgeteilt. Diese umfassen das Bereich von 1—5 cm Bogenlänge und 4—10 Amp. Die Spannungen V lassen sich bis einschließlich der Bruchteile der gemessenen Volt durch die von Grau angegebene Formel

$$V = 55 + 12{,}5 \cdot l + \frac{90 \cdot l}{i}$$

wiedergeben, wo l die Bogenlänge in cm, i die Stromstärke in Amp. bedeutet. Die benutzte Formel gehört dem bekannten Systeme Ayrtonscher Formeln für Bogenentladung an.

Von dem hier eingangs hervorgehobenen Auffassungsstandpunkte aus erscheint es nun bemerkenswert, daß man die Grauschen Messungen auch mit gewisser Annäherung durch den für den Büschellichtbogen geltenden Formeltypus

$$V = a + \frac{b}{\sqrt{i}} \cdot l$$

darstellen kann. Man erhält nämlich bei 1 cm Bogenzunahme für die Spannungszunahme

	bei der Stromstärke von						
	4	5	6	7	8	9	10 Amp.
nach Grau $\left(\text{d. h. } 12{,}5 + \frac{90}{i}\right)$	35,0	30,6	27,5	25,4	23,8	22,5	21,5 Volt/cm
nach Toepler (d. h. $68 : \sqrt{i}$)	34,0	30,4	27,8	25,7	24,0	22,7	21,5 Volt/cm.

Der Absolutwert der Konstanten (68) kommt gleichfalls dem für lange Büschellichtbogen in freier Luft gefundenen nahe — für 1,5 Milliamp. wurde ein Gefälle von 1700 Volt/cm bestimmt[1]), also die Konstante zu 65,8.

Das eingangs über das Aussehen langer dampffreier Lichtbögen Gesagte gilt auch für Wechselstrom. Die Messungen von Grau an solchen Wechselstrombögen[2]) lassen sich hier als quantitative Belege heranziehen.

Eine enge Beziehung zwischen dem mittleren Stücke langer Lichtbögen und den Büschellichtbögen scheint hiernach wohl festgestellt.

1) A. Grau, diese Zeitschr. **9**, 107, 1908.

1) M. Toepler, Wied. Ann. **66**, 673, 1898.
2) A. Grau u. F. Ruß, Wien. Akad. Ber. **115**, IIa, 1571, 1906.

Dresden, 5. Mai 1908.

(Eingegangen 5. Mai 1908.)

Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen.

Von L. Kann.

Die stetig noch wachsende Bedeutung der Wellenlehre für den Unterricht in fast allen Gebieten der Physik und die Notwendigkeit ihrer anschaulichen Vorführung läßt sich wohl am besten aus der unverhältnismäßig großen Zahl neuer Apparate und Modelle ersehen, die fast jedes Jahr veröffentlicht werden.

Die meisten dieser Apparate nun sind nur konstruiert, die eine oder andere Beziehung des großen Gebietes anschaulich zu machen; während doch der Hauptwert besonders eines solchen Apparates gerade darin liegen müßte, zu zeigen, wie die Verschiedenartigkeit der Erscheinungen sich aus den gleichen Elementen in verschiedenartigem Zusammenwirken ergibt. Und die wenigen Anordnungen[1]), die dieser Anforderung genügen, erheischen einen so umständlichen Apparat und so mannigfaltige Vorbereitungen, daß nur wenige Anstalten sich ihrer bedienen können, und zudem leiden auch sie noch unter dem für ein derartiges Demonstrationsmittel besonders empfindlichen Übelstand, nicht zwangläufig zu sein. Sie gestatten also nicht, auf die zur Vorführung kommende Erscheinung stets mühelos und verläßlich einzustellen und auch den Ablauf derselben in allen ihren Phasen beliebig festzuhalten und aufzuzeigen.

Ich selbst habe mich während meiner Lehrtätigkeit wiederholt mit dem Problem abge-

1) z. B. F. Wittmann, Zeitschr. für den physikal. u. chem. Unterr., **18**, 65, 1905.



geben[1]) und bin endlich zur Konstruktion des im nachfolgenden beschriebenen „zwangläufigen Apparats zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen" gelangt, der — unter Berücksichtigung all der oben angeführten Gesichtspunkte — fast alle grundlegenden Demonstrationen der Wellenlehre auch dem größten Auditorium klar und sicher in beliebiger Größe zu ruhiger Betrachtung vorzuführen gestattet und sich im Unterricht bereits vorzüglich bewährt hat.

Der Apparat wurde in den Schulwerkstätten der deutschen Staatsgewerbeschule in Pilsen unter Leitung des Werkmeisters V. Hajek tadellos funktionierend hergestellt; die weitere Ausführung für den Handel hat die Firma E. Leybold's Nachfolger in Köln a. Rh. übernommen.

Die Anordnung besteht im wesentlichen aus 2 durch Exzenter so bewegte Spiegel, daß ein von denselben reflektierter Lichtstrahl auf dem Projektionsschirm das Bild eines harmonisch schwingenden Punktes ergibt; u. zw. können die Schwingungen der reflektierten Strahlen in derselben Ebene oder in 2 zueinander senkrechten Ebenen erfolgen, hierbei entweder gleiche oder verschiedene Schwingungszeit bei gleicher oder beliebig verschiedener Phase und Amplitude haben und jede einzeln für sich oder in ihrem Zusammenwirken projiziert werden, wobei die Schwingungen in einer Ebene durch einen rotierenden Spiegel analysiert werden.

Die Spiegel S_o und S_u sind in Rahmen R_o und R_u gelagert, von denen der obere R_o zwei verschiedene um 90^0 gegeneinander versetzte Stellungen haben kann (Fig. 1 u. 2 und Fig. 3)[2]).

Der Antrieb der Exzenter E_o und E_u erfolgt durch die Zahnräder Z_o und Z_u, die bei der Demonstration von Schwingungen gleicher Richtung gemeinsam von dem Triebrad T_2 betätigt werden, während bei senkrecht zueinander stehenden Schwingungen Z_u von T_2 und Z_o von T_3 angetrieben wird (Fig. 3).

Das auf der Welle W_1 sitzende Kurbelrad T_1 treibt mittels des Zahnrades t_1 die Welle W_2, und diese wieder direkt das auf ihr längs einer Feder verschiebbare Triebrad T_2 und mittels des Kegelräderpaares K_3 das Triebrad T_3, das in dem Gabelbock B_3—B_4 in den Nutleisten N verschoben und so in und außer Eingriff gebracht werden kann (Fig. 2 und 3).

Von der Welle W_1 aus wird auch der analysierende Spiegel A mittels der Kegelrädergetriebe K_1 und K_2 in Rotation versetzt. Aus zeichnerischen Gründen ist dieser Spiegel in Fig. 2 symmetrisch zu den Rahmen angeordnet, während er in Wirklichkeit so weit nach links zu stehen kommt, daß ein von S_o z. B. horizontal nach rückwärts ausgehender Strahl von ihm um 90^0 nach rechts auf den Projektionsschirm reflektiert wird.

Die Übersetzungen sind so gewählt, daß die von den Strahlen auf den Schirm geworfenen Bilder so rasch einander folgen, daß das Auge einen kontinuierlichen Eindruck der Schwingungskurven gewinnt; für die Fälle also, in denen der rotierende Spiegel A mit seinen 12 Spiegelflächen zur Anwendung kommt, muß seine Umdrehung so reguliert sein, daß die Zeit, welche eine Facette braucht, um die Lage der ihr benachbarten einzunehmen, ein Vielfaches der vollen Schwingungszeit der Spiegel S beträgt.

So macht z. B. bei normalem Handbetrieb, bei einer Umdrehung von T_1 in der Sekunde, T_2 und T_3 6 Umdrehungen und Z_o und Z_u 36; während A bloß eine halbe Tour ausführt, so daß auf eine Facette 6 ganze Schwingungen fallen, die unter einem Projektionswinkel von 60^0 auf den Schirm geworfen werden.

Um das Verhältnis der Schwingungszeiten der beiden Spiegel S ändern zu können, läßt sich die Tourenzahl des unteren Exzenters verringern. Dies ist dadurch ermöglicht, daß T_2 nicht unmittelbar in den Zahnrädersatz Z_u des unteren Exzenters E_u eingreift, sondern vermittels des Zwischenrades t_2, das mit ihm in der gemeinsamen Gabel G sitzt. Es braucht also bloß die Gabel G so verschoben zu werden, daß t_2 mit dem gewünschten Zahnrad (1, 2, 3, 4 oder 5) des Satzes Z_u zum Eingriff kommt, wobei die Handhabe H in dem entsprechenden Schlitz der Schlitzplatte P Rast findet und durch ihr Gewicht niedergehalten wird.

Die Räder des Satzes haben 20, 21, 24, 30 und 40 Zähne[1]), so daß auf 6 volle Schwingungen des oberen Spiegels S_o 6, $\frac{40}{7}$, 5, 4 und 3 Schwingungen des unteren S_u kommen können.

Die Veränderung der Amplituden geschieht durch Versetzung des Schraubenstiftes in der Exzenterscheibe e oder im Exzenterschieber r.

Die gewünschte Phasenverschiebung wird eingestellt, indem man die Gabel G hebt, dem Rad Z_u die entsprechende Verdrehung gibt und die Gabel wieder bis zum Eingriff senkt.

Fig. 5 zeigt die Befestigungsart der Spiegel S. Um dieselben zu verstellen, braucht bloß die randrierte Schraube s gelüftet und nach

1) L. Kann, Zeitschr. f. d. physikal. u. chem. Unterr. 15, 16, 1902; Wiener Vierteljahrsber. zur Förd. d. phys. u. chem. Unterr. 7, 3. Heft, 1902.

2) Die Figuren sind auf besonderer Tafel (II) vereinigt.

1) Selbstverständlich können auch Räder mit beliebig anderen Zahnzahlen eingesetzt werden.

erfolgter Einstellung wieder festgezogen zu werden.

Von den zahlreichen Demonstrationen, die mit diesem Apparat ohne weiteres vorgeführt werden können, seien nun im folgenden nur die wichtigsten hervorgehoben; sie werden zugleich auch am besten die Wirkungsweise der Anordnung, wo es etwa noch nötig ist, klarer machen:

Bewegung eines harmonisch schwingenden Punktes und Darstellung dieser Bewegung als Projektion einer Kreisbewegung.

Die Rahmen stehen parallel (Fig. 1 und 2). T_3 ist außer Eingriff. Einer der Spiegel S steht senkrecht nach rückwärts gewendet, der andere ist abgekehrt. Der rotierende Spiegel A ist durch Lockern der Befestigungsschraube von der Drehung ausgeschaltet. Der Lichtstrahl fällt von rückwärts an A vorüber auf den Spiegel S, wird von diesem auf A reflektiert und von A aus um ca. 90^0 nach rechts abgelenkt auf den Projektionsschirm geworfen. Bei der Drehung des Handrades T_1 beschreibt nun der vom Spiegel reflektierte Strahl — wie ein großer Zeiger — vergrößert dieselbe harmonische Bewegung, die sich am Schieber r ohne weiteres als Projektion der Zentralbewegung des Schraubenstiftes aufzeigen läßt.

Aufrollen dieser harmonischen Schwingung in eine Wellenlinie.

Die Befestigungsschraube von A wird festgezogen, so daß der analysierende Spiegel nunmehr an der Drehung teilnimmt; und die harmonische Bewegung des Lichtpunktes wird in einen Wellenzug von 6 ganzen Wellen auseinandergelegt. Dieselben stehen bewegungslos auf dem Schirm, da ja, wie schon erwähnt, die Übersetzung so gewählt ist, daß nach 6 vollen Schwingungen von S eine Facette genau den Platz ihrer Nachbarin einnimmt.

Vergleichung zweier voneinander unabhängiger Wellenzüge.

Beide Spiegel S sind nach rückwärts gekehrt. Durch geringe Neigung derselben kann bewirkt werden, daß die von ihnen gezeichneten Wellenzüge mit gleicher oder beliebig verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude entweder getrennt untereinander oder aber übereinandergelagert erscheinen. Die Frequenz von S_u wird, wie oben gezeigt, geändert, indem man T_2 und t_2 mittels der Gabel G verschiebt, bis t_2 mit dem gewünschten Zahnrad von Z_u zum Eingriff kommt, wobei T_2 selbst mit Z_o in Eingriff bleibt.

Addition zweier Schwingungen gleicher Richtung, u. zw. gleicher oder verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude.

Es ändert sich nur die Stellung der Spiegel S (Fig. 2). S_u ist ca. 45^0 gegen die Horizontale geneigt und nach vorn gerichtet, S_o ebenso nach rückwärts. Der Lichtstrahl fällt horizontal von vorn auf S_u, wird unter 90^0 nach oben auf S_o und von da horizontal auf A reflektiert, von wo er, um ca. 90^0 nach rechts abgelenkt, wieder wie früher auf den Schirm geworfen wird. Auf diese Weise summieren sich in jedem Augenblick die Ablenkungen, welche die schwingenden Spiegel dem Strahl erteilen. Die Schwingungen der Spiegel S können zuerst jede für sich vorgeführt werden, indem bloß einer der Spiegel bewegt, der andere aber durch Ausrücken oder durch Lockern der Stellschraube s (unter 45^0 geneigt) ruhig gehalten wird; um dann in ihrem Zusammenwirken langsam Schritt für Schritt verfolgt zu werden — bis zur kontinuierlichen Erscheinung.

Von den vielen Anwendungen seien nur erwähnt: Demonstration von schwingenden Saiten, Schwebungen, Interferenzen, Phasenverschiebungen u. dgl. m.

Darstellung der Bewegung eines Punktes, der gleichzeitig 2 zueinander senkrecht stehenden Schwingungen ausgesetzt ist; u. zw. wieder gleicher oder verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude.

Die Rahmen sind gekreuzt (Fig. 3). Die Spiegel S bleiben so gestellt wie früher oder werden vielleicht besser jeder um 90^0 versetzt, so daß der Lichtstrahl von rückwärts kommend (A ist aus seinem Lager gehoben worden) auf S_u nach oben und von S_o nach links reflektiert wird. Selbstverständlich kann auch der Strahl, von links kommend, von S_u nach rückwärts geworfen werden. T_3 wird zum Eingriff vorgeschoben. Auch hier können die Schwingungen wieder zuerst jede einzeln für sich und dann in ihrem Zusammenwirken demonstriert werden.

Anwendungen: Lissajousche Figuren, Addition von Wechselfeldern, Entstehung von Drehfeldern usw.

Pilsen, März 1908.

(Eingegangen 2. April 1908.)

Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von Flüssigkeiten.

Von H. Determann.

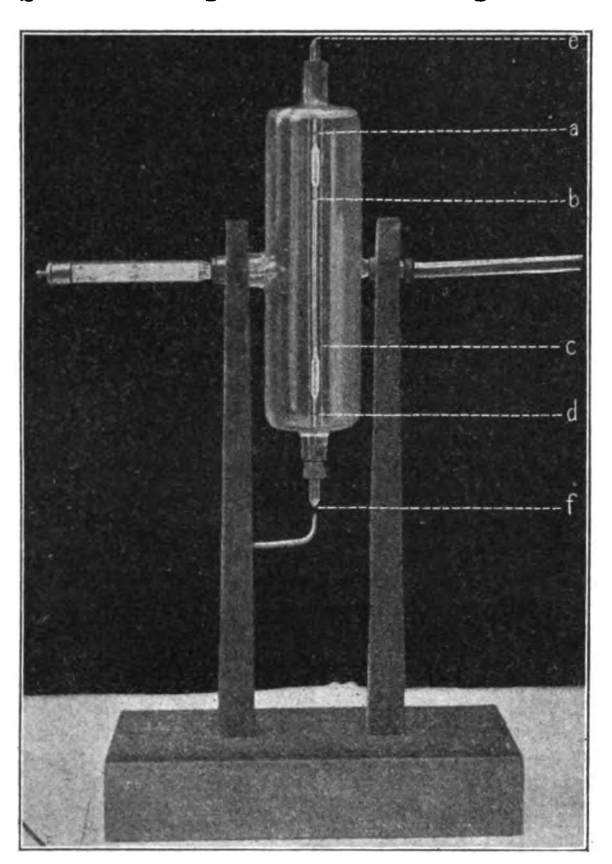
Ich habe zur Messung der inneren Reibung von Blut einen einigermaßen fehlerfreien Apparat konstruiert.[1]) Ich beschreibe ihn in dieser

1) Kongreß für innere Medizin 1907. Münchener Medizinische Wochenschrift.

Herrn Dr. Gaede, Assistenten am Physikalischen Institut in Freiburg, sage ich für seinen fachmännischen Rat besten Dank.

Zeitschrift, da das Instrument in gleicher Weise wie bei Blut auch bei irgendwelchen anderen Flüssigkeiten zur Feststellung der inneren Reibung verwandt werden kann:

Zu beiden Seiten eines Glaskapillarröhrchens und in Verbindung damit befinden sich, sanduhrförmig angeordnet, kleine, genau dasselbe Quantum Flüssigkeit enthaltende Meßgefäßchen,



auch die beiden über das Meßgefäß nach außen hin herausragenden Ansatz-Kapillarröhrchen fassen genau dieselbe Menge. Um schnelle Schwankungen der Temperatur auszuschalten, ist das Viskosimeter in einem mit Wasser gefüllten Mantel eingeschlossen. Ein darin befindliches Thermometer zeigt die Temperatur des Mantelwassers an.

Das ganze Instrument wird auf zwei Gabeln so aufgesetzt, daß das Viskosimeter in senkrechter Stellung sich befindet. Die Gabeln sind auf einem Standbrett befestigt. Zur Einstellung der Senkrechten benutzt man die an der einen Holzgabel befestigte, nach oben gerichtete Spitze. Der Apparat läßt sich in den Gabeln sehr leicht um 180° drehen und so mit dem anderen Ende nach oben stellen. Durch diesen Wechsel der Stellung wird zugleich eine Durchmischung des Mantelwassers zu gleichmäßiger Temperatur erzielt.

Ich sauge nun ganz sanft die zu prüfende Flüssigkeit bis zur Füllung eines Meßgefäßchens (bis zur Marke b) an. Dann wird die Durchlaufszeit des Inhaltes desselben (a bis b) durch das Kapillarröhrchen gemessen. Es fließt dabei die Flüssigkeit, wenn sie das Kapillarröhrchen passiert hat, von selbst in das Meßgefäßchen der anderen Seite. Wenn sie droht unten auszufließen, dreht man das Instrument in der Gabel um 180° und der Versuch wird von der anderen Seite wiederholt (Durchlaufszeit von d bis c). So kann er bequem viele Male hintereinander gemacht werden.

Der Druck, welcher angewandt wird bei den Versuchen, ist die Schwere, das ist eine annähernd konstante Kraft. Anders ist es mit der Temperatur. Wenn ich die Prüfungen immer bei der gleichen Temperatur vornehmen könnte, etwa bei 20° C, so wären die Versuche sehr einfach, man würde den gewonnenen Wert der Durchlaufszeit der zu prüfenden Flüssigkeit durch den Wasserwert des betreffenden Kapillarröhrchens (durch Eichung bei 20° C gewonnen) dividieren und mit dem Werte der absoluten Zähigkeit des Wassers bei 20° C (ca. 0,01) multiplizieren. Nun ist es aber lästig, die Temperatur des Wassers in dem Umhüllungsmantel auf eine bestimmte Temperatur, z. B. 20° C, einzustellen, es ist bei weitem bequemer, eine beliebige, dicht an 20° C befindliche Zimmertemperatur zu wählen. Wenn man aber dicht unter und über 20° C die Durchlaufszeit mißt und die in Abszisse und Ordinate eingezeichneten Punkte miteinander verbindet, so findet man den gültigen 20° C-Wert. Die Erwärmung des Apparates ist sehr einfach vermittels Umfassen mit den Händen zu bewerkstelligen.

Für die verschieden zähen Blutarten habe ich den Verlauf der Viskositätskurve bei sich ändernder Temperatur festgestellt und in Form einer Kurventafel aufgezeichnet, so daß ich durch eine Prüfung der inneren Reibung bei beliebiger Zimmertemperatur unter Verfolgen der betreffenden Kurve sofort den 20° C-Wert finden kann.

Bezüglich aller Einzelheiten und der theoretischen Begründungen verweise ich auf meine Arbeit in den Kongreßverhdlgn. f. innere Medizin 1907.

Der Apparat ist erhältlich bei B. B. Cassel, Frankfurt a/M.

(Eingegangen 30. März 1908.)



VORTRÄGE UND REDEN.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik.[1])

Von Felix Klein.

Die Bestrebungen, welche in dem Bestehen der Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik ihren prägnanten Ausdruck finden, sind älter als die Vereinigung selbst, aber hatten zunächst mit allerlei Schwierigkeiten und Mißverständnissen zu kämpfen. Wenn das Ziel klar war: zwischen dem Universitätsbetriebe der exakten Wissenschaften und ihren technischen Anwendungen wieder eine Brücke zu schlagen und hierfür die Hilfe hervorragender Vertreter der Großindustrie mit heranzuziehen, so erwiesen sich die Versuche, die zur Erreichung dieses Zieles gemacht wurden, lange Zeit hindurch als vergeblich. Endlich, Neujahr 1897, erfolgte ein erster entscheidender Schritt vorwärts. Es war uns gelungen, das warme Interesse unseres jetzigen verehrten Vorsitzenden, des Herrn v. Böttinger, zu gewinnen, der nach geeigneten Vorverhandlungen mit der Regierung Herrn v. Linde und mich zu einer Besprechung nach Berlin einlud, auf Grund deren der Göttinger Universität eine erste Summe von 20000 Mark zur Gründung eines Maschinenlaboratoriums zur Verfügung gestellt wurde, dessen Einrichtung und Leitung die Regierung Herrn Mollier (damals Dozenten an der Technischen Hochschule in München) übertrug. So begannen wir, Ostern 1897, mit dem Bau des ersten Pavillons unseres heutigen Instituts für angewandte Mechanik.

Aber nun kamen, wie es bei technischen Unternehmungen oder Erfindungen auch sonst zu gehen pflegt, die Anfangsschwierigkeiten. Das Prinzip ist da, nach welchem der neue Flieger sich in die Lüfte erheben soll, aber es fehlt der konstante Motor, der dauernd für die erforderliche Betriebskraft sorgt, es fehlt namentlich auch an Stabilität. Wir sollten das bald erfahren: Herr Mollier wurde noch im Sommer als Nachfolger Zeuners nach Dresden berufen, und wir mußten uns glücklich schätzen, daß Herr Eugen Meyer, Dozent an der Technischen Hochschule in Hannover, die Fertigstellung der bei uns begonnenen Einrichtungen kommissarisch übernahm. Würde es uns gelingen, ihn dauernd zu uns herüberzuziehen? Dazu mußte vor allen Dingen Sicherheit für planmäßige Weiterführung des begonnenen Werkes geschaffen werden.

Und hier ist es nun, wo als rettender Genius die Göttinger Vereinigung auf dem Plane erschien. Herrn v. Böttinger war es gelungen, außer den Herren v. Linde und Kraus, die sich schon bei der ersten Spende beteiligt hatten, die Herren Kuhn, Rieppel und Wacker sowie die Firma Krupp für ein dauerndes Zusammenwirken zu gewinnen. Am 26. Februar 1898 fand, hier in Göttingen, die konstituierende Versammlung statt, bei der sich von seiten der Göttinger Universität Herr Kurator Höpfner und von älteren Professoren die Herren Riecke, Voigt, Wallach, Nernst und ich beteiligten, vor allen Dingen aber auch die neuernannten Leiter der in erster Linie zu entwickelnden Institutionen: Herr Eugen Meyer und Herr Des Coudres, letzterer zwecks Ausgestaltung des in den Räumen des physikalischen Instituts bereits begonnenen elektrotechnischen Unterrichts.

Ich würde die mir zur Verfügung stehende Zeit weit überschreiten müssen, wenn ich Ihnen jetzt ausführlicher schildern wollte, wie die Göttinger Vereinigung aus dem so gegebenen Anfang heraus durch allerlei Fährlichkeiten hindurch sich nicht nur hat behaupten können, sondern ständig gewachsen ist und sich immer weitere Ziele hat stecken können; Sie finden eine Reihe Angaben hierüber in der Festschrift, welche wir 1906 aus Anlaß der Eröffnung der neuen physikalischen Institute an der Bunsenstraße veröffentlicht haben. Nehmen Sie nur das Anwachsen unserer Mitgliederzahl. Eine Reihe unserer Freunde, denen wir ein treues Gedächtnis bewahren werden, sind ja bereits abgeschieden; verschiedene Professoren, die unserm Kreise angehörten, sind Berufungen nach auswärts gefolgt; aber neue werte Mitglieder in größerer Zahl sind beigetreten, so daß wir im Augenblicke 26 Vertreter der Industrie und 20 Angehörige der Universität zählen, die wir alle herzlich begrüßen, ganz besonders diejenigen, welche am heutigen Tage neu zugetreten sind.

Fürwahr, ein gütiges Geschick hat alle die Zeit hindurch über uns gewaltet.

Und nun lassen Sie mich als Göttinger Professor namens meiner Kollegen vor allen Dingen dem Gefühl lebhaftesten Dankes Ausdruck geben, der uns gegenüber unseren Mitgliedern aus den Kreisen der Industrie, nicht minder aber auch gegenüber der Staatsregierung für weitestgehende Unterstützung und Förderung beseelt.

Die populäre Auffassung vom Wesen der Göttinger Vereinigung, meine Herren von der Industrie, trifft einen wichtigen Punkt, aber ist doch sehr einseitig. Man hat sich die Formel

1) Festrede, gehalten bei der Feier des 10 jährigen Bestehens der Vereinigung am 22. Februar 1908, abgedruckt aus der Internationalen Wochenschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik vom 25. April 1908.

gebildet, die sich durch ihre Einfachheit empfiehlt: daß Sie das Geld geben, worüber wir dankbar quittieren, um neues zu bekommen.

Nun ist ja kein Zweifel, daß Geld für das Gedeihen unserer wissenschaftlichen Institute außerordentlich wesentlich und notwendig ist; ich werde darauf noch zurückkommen und möchte hier vorab irgendwelchen Überzeugungen, die in dieser Hinsicht bestehen sollten, jedenfalls nichts abbrechen. Ich möchte im Bilde sagen, daß Geld für unsere Institute notwendig ist, wie das Wasser für die Landwirtschaft, und will damit zugleich der populären Meinung gegenüber die Art Ihrer Hilfstätigkeit schon in etwas charakterisieren. Was der Landwirtschaft frommt, ist nicht plötzliche Wasserzufuhr, sondern eine rationelle Bewässerung, deren System man in dem Maße ausdehnt, wie es sich bewährt. So geben Sie, fortwährend weiter ausschauend, unter eingehender verständnisvoller Mitwirkung an allen Einzelheiten unserer Entwicklung.

Aber damit ist Ihre Tätigkeit zu unseren Gunsten noch lange nicht erschöpft.

Ich habe Ihnen, und Ihrem Vorsitzenden insbesondere, des ferneren zu danken für Ihre nie ermüdende Fürsprache an maßgebender Stelle, die uns um so nützlicher ist, als die entscheidenden Instanzen des Staatslebens längst gewöhnt sind, hervorragenden Vertretern des praktischen Lebens williger Gehör zu leihen, als uns bloßen Theoretikern.

Und doch ist das alles noch nicht das Beste, was Sie uns gewährt haben und fortgesetzt zugute kommen lassen. Dies ist, daß Sie sich uns selbst geben in Ihrer Wertschätzung unseres Tuns, Ihrer Freundschaft, in dem Vorbilde ihrer weitausgreifenden, alle menschlichen Verhältnisse umfassenden, im höchsten Sinne gemeinnützigen Tätigkeit. Wir haben unter Ihrer Führung wiederholt die großartigen Stätten Ihrer Wirksamkeit besuchen dürfen, wo das pulsierende Leben der Neuzeit mit allen seinen Problemen dem Beschauer sozusagen greifbar entgegentritt. Da erfüllen uns — wie einer meiner Kollegen bei festlicher Gelegenheit in zutreffender Weise sagte — zweierlei, nur scheinbar einander widersprechende Empfindungen: Demut und Stolz. Demut, weil der stille Gelehrte diesen großen Betrieben gegenüber unmittelbar so wenig bedeutet, und Stolz doch wieder, daß wir einen gewissen Anteil an diesen Dingen haben, dem Sie durch freundliche Wertschätzung unserer Persönlichkeit beredten Ausdruck geben. Und mit neuen Gedanken gefüllt: wie sich der einzelne in das große Ganze einfügt, wie wir unsere Berufstätigkeit weiter möchten entwickeln und immer fruchtbringender möchten gestalten können, kehren wir zu unserer Arbeit zurück.

Ich muß versuchen, den hohen Dank, den wir nicht minder der Staatsregierung schulden, gleichfalls in einige bezeichnende Worte zu fassen. Das vorgesetzte Ministerium hat sich nicht darauf beschränkt, die Bestrebungen der Göttinger Vereinigung durch geeignete Maßnahmen der Verwaltung fortschreitend zu unterstützen, sondern es hat darüber hinausgehend durch allseitige Weiterentwicklung der für uns in Betracht kommenden Göttinger Universitätseinrichtungen für diese Bestrebungen den denkbar günstigsten Boden bereitet. In welchem Umfange dies geschehen ist, wird auch der Fernerstehende ermessen, wenn ich angebe, daß wir im Gebiete der Mathematik und Physik 1898 über nur fünf Ordinariate verfügten, jetzt aber über zehn, und daß gleichzeitig nicht nur die von früher her bestehenden Institute sinngemäße Förderung erhalten haben, sondern daß vier neue wichtige Institute hinzugekommen sind. Es sind das zunächst diejenigen drei, für die sich unsere Göttinger Vereinigung in erster Linie eingesetzt hat: die Institute für angewandte Mathematik, für angewandte Mechanik und für angewandte Elektrizität. Dazu tritt aber noch das wichtige Institut für Geophysik, und, wenn ich es hier anreihen darf, da es in unseren Interessenbereich eigentlich mit hineingehört, als fünftes das Institut für anorganische Chemie. Göttingen ist solcherweise, was unsere Disziplinen angeht, wieder in die vorderste Reihe der deutschen Hochschulen gerückt worden!

Dem tiefempfundenen Danke, den wir dem Herrn Minister und seinen Räten für diese Entwicklung zollen, meine ich, ohne damit anderweitigem Verdienst etwas abzubrechen, noch eine persönliche Note geben zu sollen, indem ich den Mann besonders nenne, der von Anbeginn an unser zuverlässiger Berater und unsere mächtige Hilfe gewesen ist, und der auch heute noch, wo ihn Kränklichkeit gezwungen hat, von seinem hohen Amte zurückzutreten, als treuer Freund uns zur Seite steht: Exzellenz Althoff.

Ein Mann, der aus dem Großen schafft wie Althoff, schafft auch viele Gegensätze, und ich würde das, was ich zu sagen habe, nur abschwächen, wenn ich dies nicht erwähnen wollte und nicht hinzufügte, daß auch in den Kreisen unserer Universität Althoff gegenüber gelegentlich Mißstimmung anzutreffen ist. Demgegenüber werden wir von der Göttinger Vereinigung nicht müde werden, laut zu verkünden, daß wir diesen wunderbaren Mann von seiner großen, seiner schöpferischen, seiner idealen Seite haben kennen lernen, wie er die Anforderungen, welche die Neuzeit an die Hoch-

chulen stellt, in großem Überblick umfaßt, wie hn das Ungewohnte der dabei hervorkommenen Probleme nur anfeuert, wie er es versteht, us dem einzelnen, dem er Vertrauen geschenkt, ie höchste Leistungsfähigkeit herauszuholen nd dann wieder die finanziellen und veraltungstechnischen Schwierigkeiten, die sich r Durchführung der anzustrebenden Einhtungen entgegenstellen, mit immer neuen ethoden schließlich doch siegreich zu übernden. So haben wir es 1905 bei Eröffnung r physikalischen Neubauten in einer Adresse gesprochen, die in unserer Festschrift abruckt ist, und so werden wir seiner auch Zukunft gedenken. Und damit diese Geung mit dem heutigen Tage auch äußer verbunden bleibe, haben wir soeben in erer Geschäftssitzung beschlossen, **Althoff** bitten, die höchste Ehre, die wir zu veren haben, die **Ehrenmitgliedschaft der tinger Vereinigung**, freundlichst annen zu wollen. —

Vollen Sie mir nunmehr gestatten, hochrte Anwesende, mit kurzen Worten die zu bezeichnen, welche die Göttinger Verung von ihrer Gründung an verfolgt hat, esultate, die wir erreicht zu haben glauben, ufgaben, welche wir vor uns sehen. Aus gewissen abstrakten Freude an Konse bitte ich dabei meine Ausführungen um ben drei Punkte gruppieren zu dürfen, e ich vor zehn Jahren in meinem Bericht er konstituierenden Versammlung unserer igung voranstellte: **Lehrerbildung, nschaftliche Forschung, Bedeutung es Vorgehens für die Gesamtrsität.**

s **Problem der Lehrerbildung**, d. h. eckmäßigen Ausbildung unserer Lehrndidaten der Mathematik und Physik, der Tat der eigentliche Ausgangspunkt e Konstituierung der Göttinger Verg gewesen. Die mächtige **Ingenieurung** der neunziger Jahre, welche, allzu reden, auf vollere Geltendmachung it Industrie und Technik verknüpften en innerhalb unseres Staatslebens hinatte die Aufmerksamkeit darauf gelenkt, Ausbildung unserer Lehramtskandidaten e der Dezennien eine zu einseitig theoreeworden war. Schon die „höheren klagten in dieser Hinsicht über die on der Universität zuströmenden Kanunserer Fächer, um so mehr aber die en Fachschulen, deren steigende Wicheder billig Denkende zugeben mußte. **haben wir eingesetzt**, indem wir Linie an der Göttinger Universität rderlichen ergänzenden Unterrichtsngen schufen, bald aber weiter ausgriffen, um eine allgemeine Entwicklung in dem uns notwendig scheinenden Sinne einzuleiten. Dabei hat uns die Unterstützung der Staatsregierung nicht gefehlt, die bald mit zwei besonders wichtigen Maßnahmen hervortrat. Ich meine erstlich den Umstand, daß die neue preußische Prüfungsordnung für das Lehramtsexamen, die 1898 erschien, eine besondere Lehrbefähigung für angewandte Mathematik einführte. Ferner aber, daß 1900 im Anschluß an die sogenannte zweite Berliner Schulkonferenz das Prinzip der Gleichwertigkeit der verschiedenen Gattungen höherer Schulen proklamiert wurde, womit für die Weiterentwicklung und den Geltungsbereich des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts neue Möglichkeiten gegeben sind.

Es hieße, im hier versammelten Kreise wohlbekannte Dinge unnötig wiederholen, wenn ich schildern wollte, wie seitdem auf dem Gebiet des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts eine allgemeine Reformbewegung Platz griff, wie insbesondere die **Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte** eine vielgliedrige Kommission zur Bearbeitung aller einschlägigen Fragen ernannte. — Der stattliche Band, in welchem die Kommission soeben (Neujahr 1908) ihre Arbeiten zusammengefaßt hat, gipfelt in einem ausführlichen Bericht über die zweckmäßige Ausgestaltung der Hochschulausbildung unserer mathematisch-naturwissenschaftlichen Lehramtskandidaten (unter gleichförmiger Berücksichtigung der mathematisch-physikalischen wie der chemisch-biologischen Disziplinen). Und bereits hat sich ein großer **Deutscher Ausschuß für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht** gebildet, der das, was die Kommission in langen Beratungen erarbeitet hat, in die Tat übersetzen will, wobei von vornherein auf vielfaches Entgegenkommen der Regierungen gerechnet werden kann.

Ich darf dies alles am heutigen Tage erwähnen, weil die Göttinger Vereinigung an dieser ganzen Entwicklung teils direkt, teils indirekt einen wesentlichen Anteil gehabt hat, und weil sie nicht müde geworden ist, die Göttinger Universitätseinrichtungen für die Ausbildung unserer Lehramtskandidaten immer weiter zu entwickeln und im Sinne der von der Naturforscherkommission vertretenen Anschauungen zu vorbildlichen zu machen. Ein Teil der Beschlüsse, die wir soeben in unserer Geschäftssitzung gefaßt haben, liegt wieder in der hiermit bezeichneten Richtung. Damit aber Mißverständnisse, welche über diese Seite unserer Tätigkeit hin und wieder bestehen möchten, in Zukunft möglichst zurücktreten, will ich ausdrücklich hervorheben, daß wir uns bei unserem Vorgehen zugunsten verbesserter

Lehrerbildung von vornherein von den Übertreibungen eines einseitigen Utilitarismus immer ferngehalten haben. Wir haben neben den praktischen Seiten der Lehrerbildung die Wichtigkeit theoretischer Unterweisung immer gelten lassen, wir haben aber namentlich auch, so oft Gelegenheit war, betont, daß wir selbstverständlich Mathematik und Naturwissenschaft, wo sie an der Schule vernachlässigt sind, mehr in den Vordergrund gebracht wünschen, daß wir aber die Bedeutung anderer Unterrichtsfächer darum nicht verkennen und sehr bereit sind, uns mit Vertretern dieser anderen Gebiete über die allgemeine Hebung unserer Unterrichtsverhältnisse zu verständigen.

Wenn ich nun ferner, hochgeehrte Anwesende, von der wissenschaftlichen Forschung in unseren Instituten reden soll, so brauche ich hier im Universitätskreise kaum zu betonen, daß ohne solche der akademische Unterricht nicht bestehen kann, er vielmehr sofort unwürdiger Verflachung anheimfallen würde, wenn wir uns darauf beschränken wollten, nur fremde Ergebnisse zu vermitteln. Von anderer Seite aber hat man uns allerdings bei der Durchführung der erforderlichen Einrichtungen allerlei Schwierigkeiten gemacht. Es gab Eifersüchteleien mit den Technischen Hochschulen; insbesondere aber hat man gefragt, was unsere kleinen Institute gegenüber den ungeheuren Problemen der technischen Praxis überhaupt bedeuten wollen? Und es gab kluge Leute, die meinten, die Diagnose auf engen Eigennutz stellen zu sollen, als arbeiteten wir in unseren Instituten für Patente im Interesse unserer industriellen Auftraggeber, und anderes dergleichen.

Nun, wir haben geantwortet, und ich wünsche es heute zu wiederholen, weil eine genauere Kenntnis der tatsächlich vorliegenden wissenschaftlichen Verhältnisse der Natur der Sache nach wenig verbreitet ist und ohne solche nur schwer ein zutreffendes Urteil gewonnen werden kann: daß das Grenzgebiet zwischen Mathematik und Physik einerseits, Technik andererseits bei seiner großen Vielseitigkeit Inangriffnahme der Probleme von den verschiedensten Seiten verlangt, und daß der Untergrund der Universitätstradition — oder soll ich geradezu sagen: unserer Göttinger Tradition — in dieser Hinsicht so eigenartig und wertvoll erscheint, daß auch kleinere bei uns begründete Institute, etwas Spezifisches zustande zu bringen sehr wohl in der Lage sind. Wer aber unser Vorgehen auf niedere Motive zurückführen will, der möge nachgerade hören, daß er die vornehme Position unterschätzt, welche die Mitglieder der Göttinger Vereinigung in Wissenschaft und Industrie einnehmen. —

Vielleicht war es überflüssig, auf die alten Einwände so weit einzugehen. Haben sich doch längst die erfreulichsten Beziehungen zwischen uns und solchen maßgebenden Kreisen der Technik entwickelt, die uns früher vielleicht ferner standen. Der Direktor des Ingenieurvereins ist nun schon seit Jahren unser wertes Mitglied, und die 1899 beim Jubiläum der Berliner Technischen Hochschule begründete Industriestiftung hat mancherlei Arbeiten in unseren Laboratorien weitgehend unterstützt. Zwischen der Göttinger Universität aber und den Technischen Hochschulen hat sich ein ausgiebiger Dozentenaustausch entwickelt. Soll ich hervorheben, wieviel wir hier an Ort und Stelle den ausgezeichneten Lehrkräften und Forschern verdanken, die von Hannover zu uns herübergekommen sind? Nach anderer Seite kann ich anführen, daß es keine norddeutsche Technische Hochschule gibt, die nicht Vertreter der Mathematik, oder Physik, oder Mechanik von Göttingen berufen hätte. Und ich nehme an, daß man im allgemeinen Ursache hat, mit dem, was die Herren bei uns gelernt haben, zufrieden zu sein.

Kein Zweifel, daß sich diese Beziehungen, nachdem das erste breite Mißtrauen gewichen ist, immer weiter im positiven Sinne entwickeln werden. In dieser Hinsicht darf ich anführen, daß unsere bisherigen Einrichtungen eben nun durch zwei interessante Versuchsanstalten, die von berufenster Seite bei uns errichtet werden, vervollständigt werden sollen. Die Motor-Luftschiff-Studiengesellschaft in Berlin, Ihnen allen durch das Parsevalsche Luftschiff wohlbekannt, erbaut im Anschluß an unser Institut für angewandte Mechanik ein Laboratorium, in welchem systematische Luftwiderstandsversuche an Ballonmodellen ausgeführt werden sollen. Die Marine aber (in Verbindung mit der allgemeinen Militärverwaltung) errichtet bei uns eine Station für drahtlose Telegraphie, wo die Methoden der ungedämpften elektrischen Wellen, die in unserem Institut für angewandte Elektrizität ihren Ursprung genommen haben, im großen zur Prüfung und Entwicklung gebracht werden sollen. Wir werden so die Freude haben, in unmittelbarer Beziehung mit den zentralen Instanzen an der Weiterführung zweier neuester Errungenschaften der Technik in unserer Weise mit unseren Hilfsmitteln mitarbeiten zu dürfen.

Und nun die Bedeutung unseres Vorgehens für die Universität als solche!

Da ist selbstverständlich das erste, daß überhaupt eine positive Beziehung zur Technik gewonnen ist. Ich brauche nicht auszuführen, wieviel neue Lebenselemente damit unseren

athematischen und physikalischen (oder auch en chemischen und den landwirtschaftlichen) tudien zugeführt sind. Die Beziehung zur echnik interessiert sehr viel weitere Kreise :r Universität. Insbesondere haben wir gern :r Aufforderung maßgebender Instanzen entrochen, allgemein orientierende Vorlesungen · die Studierenden der Jurisprudenz d der Staatswissenschaften einzurichten. ist das ein wichtiger Fortschritt zum Besseren. ›er er kann erst ganz zur Wirkung kommen, nn schon auf der Schule, in den Jahren der endlichen Entwicklung, für die Auffassung urwissenschaftlicher und überhaupt realer rgänge eine gewisse Grundlage gelegt wird. werde aber heute Ihre Zeit nicht dafür in spruch nehmen dürfen, daß ich die wichtigen sich anschließenden Gedankenreihen weiter olge, was mehr eine Aufgabe des schon annten Deutschen Ausschusses für den hematischen und naturwissenschaftlichen erricht sein dürfte.

ch möchte von viel greifbareren Dingen zu n reden. Nämlich von der materiellen rängnis der kleineren Universitäten von der Notwendigkeit, unsere Anstalten h private Organisationen nach Art der inger Vereinigung und sonst durch Bezugıe von allerlei Art zu stützen. Wie sind die tatsächlichen Verhältnisse? Die erung steigert ihre Aufwendungen für die eren Universitäten zwar von Jahr zu Jahr, die Aufgaben wachsen rascher, als daß taatliche Leistungsfähigkeit, die durch die en Bedürfnisse der allgemeinen Wohlfahrt ıer früher nicht gekannten Weise in Anh genommen sind, mitkommen könnte. hlen an den kleineren Universitäten — Göttingen macht da keine Ausnahme — nur eine Menge Einrichtungen, ıe vorhanden sein sollten, sondern der vorhandenen kranken an rmut. Es wäre kaum angebracht, bei eutigen Gelegenheit auf die in dieser ht vorliegenden traurigen Verhältnisse :r einzugehen, aber die allgemeine Tatals solche soll scharf betont sein. Die ist unabweisbar, ob wir tatenlos zusehen daß die kleineren Universitäten in ihrer ung solcherweise immer mehr herab- Das darf und soll nicht sein! Denn ıdium am kleinen Platz hat in bestimmten ıgen so viele Vorzüge vor dem in der Stadt, daß wir damit ein wichtiges lement verlieren würden.

l hier gibt das Vorgehen der Göttinger gung das Beispiel, wie Abhilfe ge- werden kann. Möge der Staat zuüberall wie bisher für den gleichmäßigen .u sorgen. Möge er dann aber weiter die Hand reichen, wo durch Selbsthilfe der beteiligten Kreise der Ansatz zu weitergehender Entwicklung hervortritt! Dabei denke ich nicht nur an die Initiative einzelner Persönlichkeiten oder Gruppen, sondern ebensowohl an das Vorgehen der in Betracht kommenden öffentlichen Instanzen, der Stadt, des Bezirks, der Provinz. Diese Initiative muß wachgerufen werden. Dann wird jedes unserer kleinen Kulturzentren seine besonderen Einrichtungen und Leistungen aufzuweisen haben, mit denen es sich gleichwertig neben die großen stellt, und es wird, wo nicht der einzelnen kleineren Universität, so doch ihrer Gesamtheit die erforderliche allgemeine Bedeutung wiedergewonnen und auf absehbare Zeit gesichert sein!

Das Ausland bietet uns hinsichtlich der Durchführbarkeit und der Wirksamkeit des so formulierten Programms glänzende Beispiele. Und es ist gar nicht nötig, zu dem Zwecke etwa bis Amerika zu gehen, wo allerdings sehr viel Interessantes für uns zu lernen ist. Ich verweise vielmehr auf die französischen Provinzuniversitäten, die lange Zeit gegenüber der Präponderanz von Paris völlig zu verschwinden drohten, jetzt aber auf dem angedeuteten Wege jede in ihrer Art sich eine bemerkenswerte Bedeutung wiedererobern. Und auch in Deutschland selbst ergeben sich bei näherem Zusehen zahlreiche Ansätze in demselben Sinne. Die Göttinger Vereinigung ist nur ein besonders markantes Beispiel. Was ich empfehle, ist, daß diese verschiedenen Ansätze zu einem bewußten Programm zusammengefaßt und daraufhin systematisch weitergeführt werden. Auch wir hier in Göttingen sollen bei dem Erreichten nicht stehen bleiben, sondern unablässig weiterstreben. Nur so werden wir den erfreulichen Aufschwung, den uns das letzte Jahrzehnt brachte, zu einem dauernden machen.

Zu Pessimismus ist also kein Anlaß und für uns Mitglieder der Göttinger Vereinigung um so weniger, als ich von einem uns nahestehenden Unternehmen hier an Ort und Stelle erzählen kann, welches die empfohlene Kooperation aller in Betracht kommenden Kreise sozusagen typisch hervortreten läßt. Das ist die Göttinger Mechanikerschule. Für den Fernerstehenden sei bemerkt, daß in Göttingen seit Dezennien hochentwickelte mechanische Betriebe bestehen, und daß schon seit Jahren der Wunsch hervorgetreten war, durch mehr systematische Ausbildung des jugendlichen Nachwuchses für die Weiterentwicklung dieses Gewerbes eine feste Grundlage zu schaffen. Aber es war infolge innerer Hemmungen für diese Bestrebungen eine Art Stillstand eingetreten, der durch das Eingreifen der Göt-

tinger Vereinigung überwunden wurde. Jetzt vollzog sich die Ausgestaltung des Projekts in den letzten 2 bis 3 Jahren in allergünstigster Weise, indem Staat und Stadt wetteiferten, durch weitgehende Unterstützung ihrerseits die erforderliche materielle Grundlage des Unternehmens zu sichern. Schon sind die untersten Klassen der neuen Schule eingerichtet und bald wird sie vollausgebaut in einem neuen Gebäude ihre ganze Wirksamkeit entfalten. Wo aber liegt — so werden Sie fragen — bei dieser Sache das Interesse der Universität? Man kann zunächst antworten, daß eine leistungsfähige Feinmechanik an Ort und Stelle für alle unsere naturwissenschaftlichen Interessen in der Tat von größter Wichtigkeit ist. Aber wir denken an ein viel unmittelbareres Zusammenwirken der neuen Schule mit der Universität. Es müßte sich erreichen lassen, daß die jungen Mechaniker auf der Oberstufe der Schule, ohne ihrem Beruf entfremdet zu werden, in irgendwelcher Form die feinmechanischen Bedürfnisse unserer naturwissenschaftlichen Universitätsinstitute aus eigener Anschauung kennen lernen, dann aber umgekehrt, daß unsere Studierenden der Naturwissenschaft, insbesondere unsere Lehramtskandidaten, die für sie so dringend erforderliche praktische Ausbildung im unmittelbaren Verkehr mit den Mechanikern in den Lehrwerkstätten der neuen Schule finden.

Gelingt dieser Plan, so wird er bald über Göttingen hinausgreifend eine allgemein deutsche Bedeutung erlangen. Es ist aber gut, zu wissen, daß wir auch hierfür im Auslande Vorbilder finden, wie denn die Einrichtungen für den naturwissenschaftlichen Unterricht im Auslande überhaupt vielfach den unseren vorangeeilt sind. Deutsche Wissenschaft und deutsches Gewerbe müssen sich auf alle Weise zusammenschließen, damit das letztere dem Auslande gegenüber konkurrenzfähig bleiben kann. Ich spreche diesen Grundsatz um so lieber aus, als in ihm einer der tiefsten Beweggründe enthalten sein dürfte, der unsere Freunde von der Industrie bestimmt hat, der Göttinger Vereinigung beizutreten. —

Doch ich kehre zur Göttinger Universität zurück, in deren Räumen wir hier tagen. Daß die Vereinigung „zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik“ gerade an der Göttinger Universität entstand, ist kein Zufall, sondern entspricht durchaus der historischen Grundlage, auf der wir hier fußen. Wissenschaftliche Unterweisung verbunden mit der Berücksichtigung praktischer Interessen, Gründlichkeit der Forschung mit freiem Blick über die weiten Bedürfnisse des Lebens hin, das sind genau die Charakterzüge, welche der jugendlichen Georgia Augusta im 18. Jahrhundert eignen. In dieselbe Richtung weist sodann die große Tradition von Gauß und Weber aus der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts. Und wenn die zähe Art des niedersächsischen Stammes neuen Gedanken vielleicht nur langsam zugänglich ist, so hält sie das einmal Begonnene um so unbedingter fest und läßt nicht nach, bis die volle Entfaltung erreicht ist. So glauben wir, für die Bestrebungen unserer Vereinigung hier in der Tat den allergünstigsten Boden gefunden zu haben. Umgekehrt wird es der Vereinigung die größte Befriedigung gewähren, zum allgemeinen Gedeihen der Georgia Augusta, im Sinne ihrer ruhmreichen Überlieferung, im Sinne zugleich des Zukunftsprogramms, das ich vorhin für die kleineren Universitäten entworfen habe, an ihrem Teile beitragen zu können. Ich meine, die heutige Festrede nicht besser schließen zu können, als daß ich im Namen der Göttinger Vereinigung ein Hoch auf die Göttinger Universität ausbringe, auf die Alma mater, die auch uns trägt und hütet; möge sie weiter blühen und gedeihen, indem sie die ihr von alters her innewohnenden Kräfte gegenüber den wechselnden und immer vielseitiger werdenden Bedingungen der Neuzeit in immer neuer Weise glänzend zur Geltung bringt!

(Eingegangen 4. Mai 1908.)

REFERATE.

Fr. Bidlingmaier, Der Doppelkompaß, seine Theorie und Anwendung in der Praxis. Heft 1. Bd. 5 d. amtl. Publ. d. Deutschen Südpolar-Expedition 1901—03. 26:34. 104 S. mit 18 Abbildungen. Berlin, G. Reimer 1907. M. 14,—.

Von der verehrl. Redaktion dieser Zeitschrift aufgefordert, die obige ausführliche Veröffentlichung des Verfassers über seinen Doppelkompaß zu besprechen, sehe ich mich in der angenehmen Lage, das Konstruktionsprinzip, die Grundlagen der Theorie und einige speziell allgemein-physikalische Anwendungen in dieser selben Zeitschrift schon von dem Verfasser selbst erläutert vorzufinden. Das erste dieser Selbstreferate steht S. 176—179, das zweite S. 440

bis 441, Bd. 8 dieser Zeitschrift. Auf S. 302 ist eine Entgegnung von Heydweiller zu verzeichnen, die sich mit der Empfindlichkeit des Instruments befaßt.

Es bleibt dem Referenten daher nur die Aufgabe, vorliegende Berichte nach einigen Richtungen hin zu ergänzen.

Das Instrument, wie es tatsächlich hergestellt wird, unterscheidet sich von der Idealkonstruktion des Selbstberichtes dadurch, daß nicht zwei Einzelmagnete, sondern zwei Thomsonsche Kompaßrosen aufeinander wirken. Der Verf. war ja in erster Linie bestrebt, ein Lokalvariometer zu konstruieren, das an Bord brauchbar sei, d. h. unter den kombinierten Schwankungen von Schiffsschwingung und Wogengang ruhig und stetig arbeitet; dies lenkte von selbst auf die in dieser Richtung schon beim einfachen Kompaß bewährte Thomsonrose. Sie besteht aus je vier unter der östlichen und unter der westlichen Hälfte der Rosenebene hängenden Magnetstäbchen. Statt der in den Selbstberichten abgeleiteten Drehmomente der beiden Einzelnadeln aufeinander handelt es sich de facto um die Resultante aus den Drehmomenten jedes unteren auf jeden oberen Magneten und umgekehrt. Die Folge ist, daß der Faktor K der Formel (3) des ersten Selbstreferats — die sogenannte Ablenkungsfunktion — eine kompliziert aussehende Funktion der Verteilung der Magnetismen und der Entfernung der Rosen ist. Ein Teil der Glieder der Ablenkungsfunktion ist auf die Anordnung der Magnete, den Rosenbau, zurückzuführen und läßt sich durch geeignete Konstruktion eliminieren; ein Teil der Glieder stammt von den höheren Potenzen der Poldistanzen, ein dritter enthält Glieder gemischten Einflusses. Eine in bezug auf diese Ablenkungsfunktion durchgeführte Untersuchung der Thomsonrose zeigt, daß diese — zunächst ja nur für den gewöhnlichen Kompaß berechnete Rose — auch für den Doppelkompaß am brauchbarsten ist.

Auf Reisen soll die Horizontalintensität relativ zu einer Ausgangsintensität H_0 bestimmt werden, die dadurch bekannt, daß sie anderweit gemessen ist, also z. B. an einem magnetischen Observatorium. Es bieten sich da zwei Wege. Der eine beruht darin, daß man an dem Reiseort die Entfernung der Rosen so lange variiert, bis man denselben Spreizungswinkel erhält, wie auf der Ausgangsstation. Für diesen Fall ist

$$H:H_0 = e_0^3\left(1-\frac{3}{2}\frac{D_2}{e^2}+\frac{15}{8}\frac{D_4}{e^4}\right):e^3\left(1-\frac{3}{2}\frac{D_2}{e_0^2}+\frac{15}{8}\frac{D_4}{e_0^4}\right).$$

Die Ausdrücke in den Klammern stellen die ersten Glieder der Ablenkungsfunktion für die Entfernung e resp. e_0 dar. Diese Methode ist aber praktisch nicht sehr brauchbar, vor allem nicht an Bord. Die Entfernungen müssen sehr exakt hergestellt und gemessen werden und die D_n ihrem Betrage nach genau bekannt sein.

Ungleich geeigneter ist die andere Methode, wobei bei derselben Entfernung wie an der Ausgangsstation der jeweilige Spreizungswinkel Ψ abgelesen wird. Hier gilt bis auf eine multiplikative Korrektion

$$H:H_0 = \cos {}^1\!/_2\,\Psi : \cos {}^1\!/_2\,\Psi_0\,.$$

Ψ_0 ist für eine Reihe von Entfernungen ein für allemal durch Beobachtungen an der Basisstation festgelegt. Durch geeignete Wahl von e kann man sich so jeder auf der Erde vorkommenden Feldstärke anpassen.

Auf eine Beschreibung der wirklich ausgeführten Konstruktion kann hier nicht eingegangen werden, da ohne Wiedergabe der sehr anschaulichen Figuren der Originalabhandlung dies eine kaum zu bewältigende Aufgabe sein dürfte. Nur das Wesentlichste sei kurz hervorgehoben. Die Rosen schweben auf Pinnen senkrecht übereinander auf Trägern, die ein ungehindertes Durchdrehen erlauben, wodurch das Instrument z. B. auch im Ballonkorb verwendbar wird. Die Entfernung der Rosen läßt sich genau einstellen und ablesen; durch eine geeignete Vorrichtung verschieben sich die Ebenen der Rosen bei Entfernungsänderungen stets exakt symmetrisch zur Mittelebene des Instruments. In ihr befindet sich eine Glasplatte, die das Bild der Teilung der oberen Rose spiegelt, so daß sie für das Auge in der Ebene der unteren Rose zu liegen scheint. Dadurch ist die gegenseitige Stellung der Rosen mit einem Blick ablesbar, bei den Schwankungen des Schiffes eine direkte Notwendigkeit. Das Ganze ist natürlich kardanisch aufgehängt.

Das Instrument ist in erster Linie für geophysikalische Zwecke erdacht worden; es findet jedoch auch in der Praxis ein reiches Feld der Anwendung, namentlich auf dem Gebiete der Navigation. In den Selbstreferaten haben wir es als ein hochempfindliches Mittel zur Aufsuchung von Inhomogenitäten kennen gelernt. Das kommt praktisch in Anwendung, wenn an Bord der günstigste Standort für den einfachen Kompaß aufgesucht werden soll. Auch die alte Stamkartsche Idee, aus der Änderung der Horizontalintensität auf zwei benachbarten Schiffskursen, die (semikursale) Deviation in Deklination zu bestimmen, kann nunmehr praktisch durchgeführt werden, indem $\Delta H/H = -{}^1\!/_2 \operatorname{tg} {}^1\!/_2\,\Psi\Delta\Psi$ (vgl. zweites Selbstreferat), stets zu messen ist und ohne daß das Schiff durch Schleifenbildungen in seiner Fahrt Aufenthalt erleidet. Über diese rein nautischen Anwendungen vergleiche ein Selbstreferat des Verf. in den Annalen der Hydrographie **35**, 198 bis 213, 1907.

Nun noch einiges über die Genauigkeit einer Bestimmung der Horizontalintensität. Ein Durchschnitt von 5 Seestationen bei durchweg schwerem Wetter gewonnen ergibt bei 5 Entfernungen der Rosen voneinander 12 γ mittl. Fehler = 0,9 Proz., erhalten in 50 Min. Beobachtungszeit. Das ist ein sehr vorzügliches Resultat und sichert dem Instrument eine große Zukunft.

Zum Schluß eine kleine Berichtigung zum historischen Teil der Arbeit. Das dem Verf. auf seiner Reise in Erinnerung gebliebene, im Potsdamer Observatorium gesehene Lokalvariometer mit zwei gekreuzten Magneten ist kein Heydweillersches, sondern ein vom Mechaniker Olland in Utrecht gebautes mit zwei Nadeln in einer Ebene.

Nippoldt.

BESPRECHUNGEN.

H. Niebuhr, Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. 8. 59 S. mit 23 Figuren im Text. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 1,60.

Während an theoretischen Erwägungen über den Einfluß der Selbstinduktion der Ankerspulen auf das Funken der Dynamomaschinen kein Mangel herrscht, fehlten bisher systematische Versuche über die wahre Größe der Selbstinduktion unter den wirklich vorhandenen Bedingungen. Die Untersuchung füllt daher eine Lücke aus. R. Rüdenberg.

Handbuch der angewandten physikalischen Chemie in Einzeldarstellungen von H. Bredig. Band VII—IX. Lex.-8. Leipzig, Joh. Ambros. Barth. 1907/8.

Das hier schon mehrfach genannte Bredigsche Handbuch ist durch drei Bände bereichert worden, denen hoffentlich demnächst weitere folgen werden.

V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung. Bd. VII. XI u. 196 S. mit 65 Figuren. M. 8,—, gebunden M. 9,—.

Bringt in streng wissenschaftlicher Weise auf thermodynamischer Grundlage eine eingehende und gründliche Darstellung der Löslichkeitsphänomene in flüssiger Phase, in der zum ersten Male auch die Löslichkeitsbeeinflussung und die Gesetze der Auflösungsgeschwindigkeit zusammenfassend dargestellt werden. Die Darstellung ist sehr geschickt und enthält, ohne daß zahlenmäßige Vollständigkeit angestrebt wurde, ein sehr umfassendes und mit sicherer Beherrschung des Stoffes verwertetes Beobachtungsmaterial, wenngleich wohl in einzelnen Punkten die kritische Sichtung desselben dem Berichterstatter als nicht völlig gelungen erscheint.

Arth. Müller, Allgemeine Chemie der Kolloide. Bd. VIII. X u. 204 S. mit Abbildungen. M. 9,—, gebunden M. 10,—.

Von diesem Bande, dessen Gegenstand wohl zumeist den Lesern dieser Zeitschrift etwas fern liegen wird, verdient hervorgehoben zu werden, daß in ihm speziell die theoretische Seite der Kolloidchemie, und zwar mit unleugbarem Geschick und in durchaus ansprechender Form, dargestellt wird.

K. Schaum, Photochemie und Photographie. Bd. IX. I. Teil. VIII u. 228 S. mit 114 Abbildungen. M. 10,—

Der Autor dieses Bandes ist wie wenig andere berufen, diesen Gegenstand zu bearbeiten, da aber bisher nur der erste Teil des Bandes vorliegt, soll eine eingehendere Würdigung seines Inhaltes bis zur Vollendung des Ganzen unterbleiben. E. Bose.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

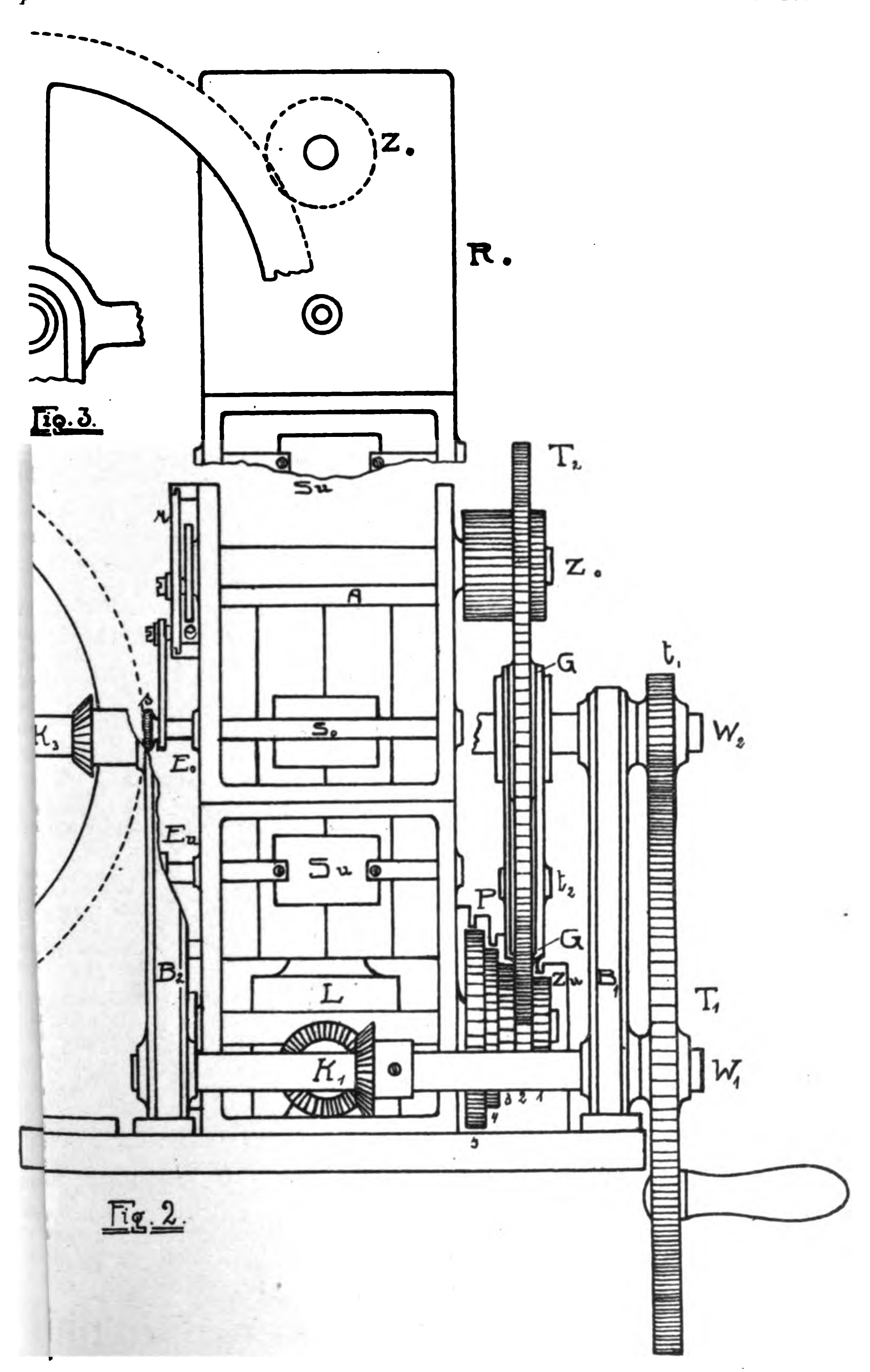
Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hermann Finger zum ord. Professor der organischen Chemie ebenda, der Physiker Dr Hans Harling und der Privatdozent für Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt Professor Dr. Max Rudolphi zu Kaiserlichen Regierungsräten und Mitgliedern des Patentamtes in Berlin.

Verliehen: Der Titel Professor dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. August Darapsky, der Titel Geheimer Hofrat dem o. Professor der Physik an der Universität Leipzig Dr. Otto Wiener, dem o. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Arthur Hantzsch, dem o. Professor der Physik und Mathematik an der Forstakademie Tharandt Dr. Johann Philipp Weinmeister, sowie dem o. Professor der Theoret. Maschinenlehre an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Richard Mollier, der Titel Geheimer Bergrat dem o. Professor der Physik und Elektrotechnik an der Bergakademie Freiberg Dr. C. H. Th. Erhard.

Gestorben: Der Professor der allgemeinen Chemie an der böhmischen Universität Prag Dr. August Belohoubek.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.





Photolithogr. Julius Klinkhardt, Leipzig.

// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 13 am 15. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
H. Greinacher, Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern. S. 385.
O. Hahn, Über das Mesothorium. S. 392.
W. Guertler, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. S. 404.
W. Eickhoff, Über das Sprühen von Kondensatoren. S. 405.
O. M. Corbino, Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes. S. 408.
O. M. Corbino, Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand. S. 411.
Besprechungen:
H. Hausrath, Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. S. 415.
S. Young, Stöchiometrie. S. 415.
J. Thomsen, Thermochemie. S. 416.
R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung. S. 416.
A. A. Noyes, Die elektrische Leitfähigkeit wäßriger Lösungen. S. 416.
Tagesereignisse. S. 416.
Berichtigung. S. 416.
Personalien. S. 416.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern.

Von H. Greinacher.

Zerstäubung an Urankathoden.

Die im folgenden beschriebene Erscheinung wurde zuerst gelegentlich einiger Versuche über die Zerstäubung an Urankathoden beobachtet. Die Anordnung war folgende: In einer Vakuumröhre befand sich ein kleines Stück metallisches Uran, in Messing gefaßt und weiter an einer dünnen Messingstange befestigt. Über das Ganze war eine Glasröhre derart geschoben, daß nur die vom Uran ausgehenden Kathodenstrahlen in den freien Raum der Vakuumröhre gelangen konnten. Um ein paralleles Kathodenstrahlenbündel zu bekommen, war der frei liegende Teil des Uranstücks eben geschliffen. Diesem gegenüber befand sich in variabler Entfernung (1 bis 5 mm) ein Kupferscheibchen, auf welchem sich das zerstäubte Uran niederschlagen sollte. Als Anode diente eine besonders eingeführte Messingelektrode. Nach Belieben konnte aber auch das Kupferscheibchen mit dem positiven Pol verbunden werden. Nach Evakuation der Röhre wurde nun der Strom eines Induktoriums 10 Minuten lang hindurchgesandt. Während dieser Zeit blieb die Sprengelsche Luftpumpe zur Entfernung der Gase, die sich durch die Erwärmung bildeten, unausgesetzt in Tätigkeit. Sodann wurden die Urankathode und das Kupferscheibchen, welch letzteres durch die Kathodenstrahlen etwas oxydiert war, aus der Röhre genommen und nebeneinander auf eine photographische Platte gesetzt. Nach 24stündiger Exposition zeigte sich nun, daß zwar unter dem Uran ein kräftiger Eindruck entstanden war, daß das Kupferscheibchen aber gar keine Schwärzung hervorgerufen hatte. Es war also kein Uran zerstäubt worden. Weitere Versuche über die Frage, ob durch Kathodenzerstäubung etwa das Uran X vom Uran sich trennen lasse[1]), schienen daher aussichtslos.

Während in dieser Hinsicht somit kein positives Resultat erhalten wurde, ließ sich an der Photographie des Uranstücks eine andere auffällige Erscheinung beobachten. Wie zu erwarten war, zeigte sich nicht nur unter der Uranfläche, sondern auch in nächster Umgebung davon eine gewisse Schwärzung. Letztere war auch in allen Richtungen ziemlich gleichmäßig verteilt; nur an einer Ecke, welche die Grundfläche zufällig aufwies, war eine merklich geringere Schwärzung zu erkennen. Es schien, als ob von der Ecke viel weniger photographisch wirksame Strahlen ausgingen.

Herstellung der Photographien.

Ich habe in der Folge eine Reihe von Versuchen zur Erklärung dieses merkwürdigen Verhaltens angestellt. Sie sind sämtlich nach der photographischen Methode ausgeführt, und sei daher zunächst das Wesentlichste über die Herstellung der im folgenden beschriebenen Radiographien mitgeteilt.

Verwendet wurden ausschließlich die gewöhnlichen Lumière-Platten (Marke blau), die sich für Becquerelstrahlen als außerordentlich empfindlich erwiesen. Der Unterschied gegenüber anderen Plattensorten konnte selbst so groß sein, daß man mit Lumièreplatten bereits kräftige detaillierte Schwärzungen erhielt, während andere Platten unter denselben Umständen noch gar nichts erkennen ließen. Wenn man ein Uranstück während einer Stunde auf eine Lumièresche Platte setzte, so war die Schwärzung bereits sehr deutlich. Es sei dies hervorgehoben, weil man wohl vielfach noch glaubt, daß die

1) Wie Crookes (J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, 1906, S. 471) nachgewiesen hat, läßt sich z. B. eine Legierung Gold-Aluminium in ihre Bestandteile zerlegen, da das Gold allein zerstäubt.



Uranstrahlen erst nach mehrtägiger Exposition Eindrücke und auch dann nur schwache hervorrufen.[1]) Es erwies sich ferner als zweckmäßig, zur Hervorhebung der Kontraste einen Rapid-Entwickler (Amidol, Rodinal) zu verwenden. Eine Reihe der im folgenden wiedergegebenen Photographien sind, um auch in den Reproduktionen die Einzelheiten erkennen zu lassen, mit Sublimat verstärkt. Die betreffenden Bilder sind mit dem Buchstaben *v* gekennzeichnet. Die Reproduktionen sind sämtlich nach Kopien auf Entwicklungspapier Lenta (N. P. G.) ausgeführt.

Strahlenverteilung in der Nähe von Uranstücken.

In besonderer Reinheit wurde die oben beschriebene Erscheinung erhalten, als man ein parallel-epipedisches Uranstückchen auf die Platte setzte. Das Zurechtschleifen des Urans wurde auf einer Schmirgelscheibe vorgenommen. Dabei war es oftmals nicht leicht, scharfe Kanten zu bekommen, da das Material infolge seiner Sprödigkeit nicht nur ausbröckelte, sondern überdies noch meist blasig war.

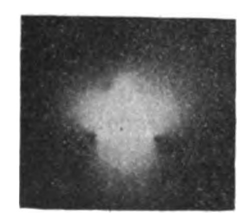


Fig. 1. (*v*) Exposit. 24h.

Fig. 1 stellt nun die nach 24 stündiger Exposition erhaltene Photographie dar. Neben einer kräftigen Schwärzung unter der trapezförmigen Grundfläche sieht man deutlich die Wirkung der von den Seiten ausgehenden Strahlen. Dabei tritt das eigentümliche Verhalten der Ecken sehr charakteristisch hervor. An jeder Ecke ist eine nicht geschwärzte (in der Figur dunkle) Partie, welche ziemlich durch die direkte Verlängerung der Seiten begrenzt ist. Immerhin ist deutlich zu erkennen, daß bei den spitzeren Ecken der Kontrast größer ist als bei den stumpferen. Je größer der Winkel an der Grundfläche ist, um so mehr Strahlen gehen auch aus der Ecke, bis der Effekt bei einem Winkel von 180° schließlich ganz verschwinden muß. Bei genauerem Zusehen wird man etwa noch bemerken können, daß die strahlenfreie Partie nicht spitz an den betreffenden Ecken anhebt.

Dieser Effekt ist insofern merkwürdig, als man zunächst das Umgekehrte erwarten sollte! Denkt man sich der Einfachheit halber die Becquerelstrahlen von den Seitenflächen ausgehend, dann werden vor jeder Ecke Strahlen von zwei Seitenflächen zusammenkommen. Diese Partie, die durch die Verlängerung der Grundlinien begrenzt wäre, müßte also stärker geschwärzt erscheinen, als die Umgebung. Eine solche stärker beeinflußte Zone müßte sich selbst dann abheben, wenn die Intensität der Becquerelstrahlen, die von einer Fläche ausgehen, nach der Seite hin abnimmt.

In der Tat beobachtet man den zu erwartenden Effekt, wenn man etwa einen parallelepipedischen Körper mit radioaktiver Substanz überzieht. Die gleiche Wirkung kann man auch erzielen, indem man ihn mit phosphoreszierender Substanz (Balmainscher Leuchtfarbe) bestreicht und nach Belichtung auf die photographische Platte setzt. Einen dünnen Überzug radioaktiver Materie kann man in einfacher Weise durch Aktivierung desselben in Radiumemanation erhalten. Rutherford[1]) hat eingehende Versuche mit verschieden geformten Körpern, die so aktiviert waren, ausgeführt. Die Schwärzung vor den Ecken ist sogar besonders intensiv, da bei so dünnen Überzügen hauptsächlich nur α-Strahlen wirken. Diese besitzen die Eigenschaft, von einer Fläche gleichmäßig nach allen Seiten ausgesandt zu werden. Nach den Ecken gelangen also intensive α-Strahlenbündel, so daß durch das Zusammenwirken von je zwei Seiten eine kräftige Schwärzung entsteht.

Ebenso wie ein aktivierter Körper, dürfte sich auch ein ganz aus aktiver Materie bestehender verhalten, vorausgesetzt, daß er nur α-Strahlen aussendete. Wegen der außerordentlich hohen Absorbierbarkeit dieser Strahlen käme ja doch nur die Strahlung der Oberfläche in Betracht.

Anders, wenn β-Strahlen und damit auch γ-Strahlen vorhanden sind. Dann treten zugleich Strahlen aus der Tiefe, wenn auch mit einiger Absorption, heraus. Rutherford berührt am Schluß seiner Arbeit diesen Fall und glaubt aus seinen Versuchen mit dünnen Schichten verallgemeinern zu dürfen, daß auch mit massiven Körpern Ähnliches zu erwarten sei, daß also auch hier die Ecken durch stärkere Schwärzung hervortreten würden! Spezielle Versuche über diesen Gegenstand werden nicht angeführt.

Um so überraschender dürfte nun die Wahrnehmung sein, daß bei Parallelepipeden aus Uran gerade das Umgekehrte zu beobachten ist. In diesem Fall konnten für die Erscheinung nur die β- und γ-Strahlen in Betracht kommen. Brachte man etwa zwischen Uran und Platte ein Stück schwarzes Papier, so blieb der Effekt

1) Vergl. Rutherford, Die Radioaktivität 1907, S. 8.

1) E. Rutherford, Le Radium 3, 257, 1906.

bestehen. Die Wirkung von α-Strahlen oder gar Lichtstrahlen (etwa infolge von Fluoreszenzlicht) war also ausgeschlossen. Die Strahlen wirkten selbst noch durch ziemlich dicke Schichten hindurch. Denn, als ich einmal aus Versehen das Uranstück auf die Glasseite der photographischen Platte setzte, konnte ich die Erscheinung noch recht deutlich erkennen. Nur war die Begrenzung der helleren Ecken in diesem Falle unscharf. Bestand die absorbierende Zwischenschicht aber etwa nur aus Aluminiumfolie (0,003 mm), so ließ sich kein Unterschied gegen sonst bemerken.

Möglichkeit einer Totalreflexion.

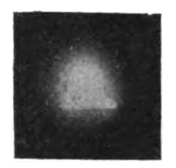
In der Folge sind nun eine Anzahl von Versuchen über die Natur der beobachteten Erscheinung ausgeführt. Zunächst zeigten die erhaltenen Bilder, daß die Erscheinung in naher Beziehung zu den Begrenzungsflächen des Uranstücks, insbesondere dessen Seitenflächen, stehen mußte. In der Tat ließ sich auch leicht eine Vorstellung gewinnen, in welcher Weise dieselben den Strahlenaustritt aus dem Körper etwa bestimmen konnten.

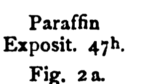
Man denke sich etwa ein Glasprisma, das in seiner ganzen Masse fluoreszierе, dann wird ein gewisser Teil der Lichtstrahlen nicht direkt aus den Seitenflächen austreten, sondern zunächst einmal total reflektiert werden. Dies bewirkt, daß sich vor den Ecken ein strahlenarmer Raum befindet, dessen Begrenzung genau durch die Verlängerung der Grundseiten gegeben ist. Eine solche auf Totalreflexion beruhende Erscheinung ist von Radebolt[1]) am phosphoreszierenden Flußspat beobachtet worden. Wurde ein solches Stück Röntgenstrahlen ausgesetzt, so daß es in seiner ganzen Masse phosphoreszierte, dann zeigte sich der vom Verfasser selbst auf Totalreflexion zurückgeführte Effekt. Er bezeichnet ihn als „Phänomen der Unwirksamkeit der Kanten".

Wenn nun die β- bez. γ-Strahlen, welch letztere doch vielfach als Ätherwellen aufgefaßt werden, eine Art Totalreflexion an den Uranflächen erfuhren, dann ließ sich der von mir beobachtete Effekt ebenfalls verstehen. Eine solche Annahme schienen einige Versuche zunächst zu bestätigen. So ließ sich der „Flächeneffekt" bedeutend reduzieren, ja sogar zum Verschwinden bringen, wenn man die Strahlen anstatt in Luft in ein anderes Medium austreten ließ.

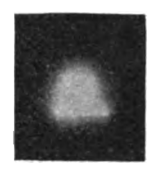
Bei den in Figur 2 wiedergegebenen Photographien waren die Seitenflächen des Uranprismas der Reihe nach mit Paraffin, Siegellack und Quecksilber umgeben. In letzterem Fall befand sich das Quecksilber in der Aushöhlung

1) W. Radebolt, Dissertation Rostock 1903.

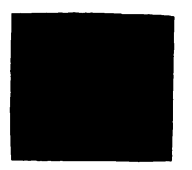




Paraffin
Exposit. 47h.
Fig. 2a.



Siegellack
Exposit. 46 1/2h.
Fig. 2b.



Quecksilber
Exposit. 25h.
Fig. 2c.

eines Korken. Das Uranstück wurde, um es auf die photographische Platte zu drücken, etwas beschwert. Paraffin und Siegellack waren in gutem Kontakt mit den Uranflächen. Dies war indessen ohne Belang, da man dasselbe bekam, wenn der Urankörper nur lose im Paraffin saß. Man sieht, daß der Flächeneffekt stark reduziert ist. Durch das Hg sind überhaupt keine Strahlen gedrungen.

Ein entsprechender Versuch wurde auch mit Wasser gemacht. Auf eine photographische Platte, die sich in einem Glas mit Wasser befand, wurde das Uranstück gesetzt. Eine Photographie wurde jedoch, wohl wegen der bedeutend herabgesetzten Empfindlichkeit der Platte, nicht erhalten. Nur die Grundfläche des Prismas erschien als glasklarer Fleck.

Erwähnt sei noch ein Versuch, bei dem die Seitenflächen des Urans mit Aluminiumfolie belegt waren. Dieselbe lag den Seitenflächen vollständig an, nachdem man diese mit einer Spur Fett bestrichen hatte. Die Photographie ließ jedoch keinen Unterschied gegen sonst erkennen.

Es war ferner gleichgültig, ob die Seitenflächen rauh oder poliert waren, auch wurde der Effekt nicht merklich beeinflußt, als man in die Seitenfläche eine Rinne schliff. Die betreffende Photographie sei hier wiedergegeben (Fig. 3), da sie unter anderem auch zeigt, daß selbst ohne Plattenverstärkung sehr kontrastreiche Bilder erhalten werden konnten. Die

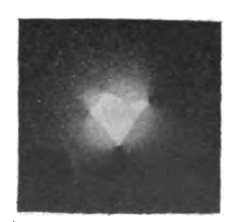


Fig. 3. Exposit. 39h.

Photographie läßt ferner die bereits erwähnte Eigenschaft erkennen, daß die wirksamen Strahlen ohne merkliche Schwächung durch Aluminiumfolie hindurchgehen. Das Aluminiumblatt war zwischen zwei Paraffinklötzen ausgespannt und bezeichnet die Verbindungslinie der beiden in Figur 3 erkennbaren dunklen Ecken die

Richtung, in welcher das Blättchen vor der untersten Kante vorbeilief.

Wenn man etwa zwei Urankeile derart zusammenschob, daß sie mit zwei Seitenflächen aneinanderlagen, so erhielt man dieselbe Photographie, wie wenn das Ganze aus einem Stück bestanden hätte. Aus Figur 4 geht überdies hervor, daß der Effekt selbst bei sehr stumpfem

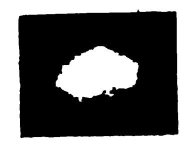


Fig. 4. (v) Exposit. 22h.

Winkel noch vorhanden ist. Immerhin treten auch aus der Ecke schon ziemlich intensive Strahlen. Bei einem Winkel von 180° darf schließlich gar nichts mehr zu sehen sein.

Selbst bei verhältnismäßig kleinem Eckenwinkel treten bereits schwache Strahlen aus der Ecke aus. Stellte man dieser nämlich ein Stück Paraffin gegenüber, dann zeigte sich am Rand desselben eine Schwärzung infolge von Sekundärstrahlen, und zwar in geringem Maße auch direkt gegenüber der Ecke.

Um der Frage einer Reflexion von β- und γ-Strahlen bei großem Einfallswinkel etwas näher zu treten, wurde folgender Versuch gemacht. Ein Messingblock blendete durch einen 2,5 cm langen und 0,075 mm breiten Schlitz ein schmales Strahlenbündel aus. Der Schlitz war dadurch hergestellt, daß man zwei Messingstücke nach Zwischenschalten eines Stücks Kupferschablonenblech von 0,075 Dicke zusammenschraubte. Am einen Ende des Schlitzes befand sich, in ein Glasröhrchen eingeschlossen, ein Radiumpräparat von der nominellen Aktivität 20000. Nachdem die β- und γ-Strahlen den Schlitz passiert hatten, trafen sie am anderen Ende auf ein Aluminiumprisma. Dies war so gestellt, daß die Austrittsfläche gegen den ankommenden Strahl einen kleinen Winkel (ca. 20°) machte. Figur 5 läßt nun erkennen, daß selbst

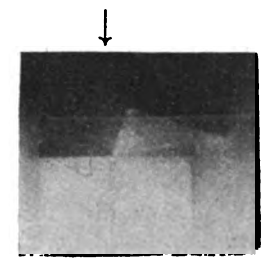


Fig. 5. (v) Exposit. 40h.

unter diesem großen Einfallswinkel keine merkliche Reflexion eintritt. Zugleich bestätigte der Versuch das bereits von H. Becquerel[1]) für kleinere Einfallswinkel gefundene Resultat, daß die γ-Strahlen ungebrochen durch ein Prisma hindurchgehen. Jedenfalls schien nach diesen Versuchen wenig Aussicht mehr vorhanden, den Flächeneffekt durch eine Reflexionserscheinung erklären zu können.

Deflexion.

Als weitere Möglichkeit konnte man das Vorhandensein einer Deflexion ins Auge fassen. Die Ecken konnten etwa darum frei von Strahlen bleiben, weil die aus ihnen austretenden β-Strahlen sich abstießen. Die Vermutung erschien zwar schon aus dem Grunde wenig plausibel, da die β-Strahlen bei ihrer großen Geschwindigkeit eine viel geringere Deflexion erwarten lassen als die Kathodenstrahlen. Auch entsprach die Form des Flächeneffekts nur wenig einer mit der Entfernung zunehmenden Deflexion. Immerhin wurden verschiedene Versuche in dieser Hinsicht unternommen, und seien hier einige davon mitgeteilt.

Wenn die aus den beiden Flächen austretenden Strahlen einander beeinflußten, dann mußte der Effekt ausbleiben, wenn man jeweils nur eine Seitenfläche strahlen ließ. Der Urankeil wurde in etwa 1 mm Abstand vor eine photographische Platte gestellt, welch letztere in die Rille eines Holzbrettchens gesteckt war. Wenn man nun den Urankeil, der einen Winkel von etwa 70° hatte, in gewöhnlicher Weise strahlen ließ, so erhielt man ein Bild, wie es Figur 6b zeigt. Hier erscheint der Flächeneffekt, der veränderten Anordnung entsprechend, als dunkler Streifen.

1) H. Becquerel, Comptes Rendus 132, 734, 1901.

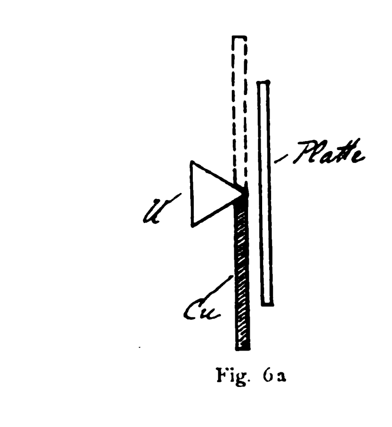


Fig. 6a



Fig. 6b. Exposit. 48h.



Fig. 6c. (v) Exposit. je 24h



Dieser Streifen mußte nun verschwinden, wenn man die beiden Seitenflächen nicht zusammen, sondern nur einzeln strahlen ließ. Es wurde daher während je 24 Stunden zunächst die eine und dann die andere Seite abgedeckt. Dies geschah durch ein Kupferblech von 1 mm Dicke, dessen Lage aus Figur 6a kenntlich ist. Im übrigen war die Stellung des Urankeils gegenüber der photographischen Platte dieselbe wie im vorigen Versuch.

Man sieht nun (Fig. 6c), daß durch die wechselseitige Abdeckung der Flächeneffekt bis auf eine schwache Andeutung verschwunden ist. Der Versuch wurde auch in der Weise abgeändert, daß man, wie in Figur 7a, nur die eine Seitenfläche und zwar durch ein schräg

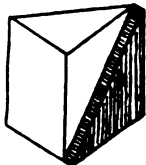


Fig. 7a.



Fig. 7b. (v) Exposit. 4^{h}.

gestelltes Kupferblech von 1 mm Dicke abdeckte. Ganz unten wirkten somit nur die Strahlen der einen Seite auf die photographische Platte. Weiter oben kamen dann allmählich immer mehr Strahlen auch aus der zweiten Fläche hinzu. Es wurde Photographie 7b erhalten. Der Flächeneffekt tritt im ganzen nicht so kräftig hervor. Da unten die eine Seitenfläche unbeeinflußt von der andern strahlte, so erstreckt sich hier die Wirkung in die sonst strahlenfreie Partie hinein, und der Streifen erscheint unten gleichsam nach links gekrümmt.

Während diese Versuche sich durch eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Strahlenbündel deuten ließen, lieferten andere wieder keine Bestätigung für diese Auffassung. So ließen z. B. zwei parallele β-Strahlenbündel, die durch zwei nebeneinander liegende Schlitze eines Messingblocks aus der Strahlung eines Radiumpräparats ausgeblendet wurden, keine Deflexion beobachten.

Auch folgender Versuch gab ein negatives Resultat. Vor das Röhrchen mit dem Radiumsalz (Aktivität 20000) wurde ein kleines Paraffinprisma gestellt, derart, daß seine Schmalseite gegen das Präparat gerichtet war. Das Glasröhrchen war so breit im Verhältnis zum Paraffinprisma, daß zu beiden Seiten desselben die Strahlen vorbeigehen konnten. Vor der dem Radium abgewandten Kante des Prismas mußten die beiden Strahlenbündel sich somit kreuzen, wobei dann eine eventuelle gegenseitige Beeinflussung sichtbar werden mußte. In Figur 8 sind die beiden Seitenflächen zu sehen. Das



Fig. 8. (v) Exposit. 7 Min.

Radiumröhrchen ist unten auf der nicht erkennbaren Schmalseite des Paraffinprismas zu denken. Man findet nun in der Tat die Ecke nach oben gleichsam wiedergespiegelt in analoger Weise wie beim Flächeneffekt. Allein die Helligkeitsverteilung ist hier gerade die umgekehrte. Vor dem Paraffinprisma wirken offenbar beide β-Strahlenbündel, ohne irgendeine Deflexion zu zeigen, zusammen, der betreffende Raum wird also stärker beeinflußt und erscheint daher auch in der Reproduktion heller als die Umgebung.

Um noch zu entscheiden, ob der Flächeneffekt modifiziert werde, wenn die Strahlen durch Materie gingen, wurde folgender Versuch gemacht. Vor die Kante eines Urankeils wurde wieder die photographische Platte gestellt. Dazwischen befand sich nun ein Streifen aus Aluminiumblech von 0,1 mm Dicke. Doch reichte dieser nur bis in halbe Höhe des Urankeils, so daß die Strahlen der unteren Partie durch das Blech, die oberen aber ungehindert auf die photographische Platte gelangen konnten. Es ergab sich, daß der Flächeneffekt unten und oben dieselbe Breite hatte. Nur war die untere Hälfte infolge der im Aluminium absorbierten Strahlen weniger geschwärzt.

Uranoxyd.

Bei den bisherigen Versuchen war ausschließlich metallisches Uran verwendet worden. Da dieses, von geringen Beimengungen von Kohle (Urankarbid) abgesehen, nur aus strahlender Materie besteht, so schien es für vorliegende Versuche besonders geeignet. Immerhin ließ sich das verhältnismäßig teure Material schlecht verarbeiten, so daß es wünschenswert schien, auch einen Versuch mit Uranverbindungen zu machen. Ich habe insbesondere versucht, brauchbare Körper aus Uranoxyd und Gips herzustellen. Zunächst wurde Oxyd und Alabastergips in gleichen Mengen gut gemischt und mit Wasser zu einem Teig angerührt. Derselbe ließ sich dann auf einer Glasplatte passend zurechtschneiden. Nach eintägiger Trocknung wurden die Würfel und Keile auf Schmirgelpapier zurechtgeschliffen, wobei man recht gute Kanten erhielt.

Auf diese Weise ließen sich nun leicht Körper von beliebigen Formen herstellen, wobei man sich auch eine größere Anzahl zur Disposition halten konnte. Sie erwiesen sich als über Erwarten gut brauchbar für vorliegende Ver-

suche, da sie trotz der geringen strahlenden Menge und der größeren Strahlenabsorption den Flächeneffekt sehr deutlich zeigten. In Figur 9 sind zwei solche Uranoxydkörper wiedergegeben. Der geringfügige Unterschied gegenüber den Photographien mit metallischem Uran ist sehr auffällig. Dies läßt sich jedoch

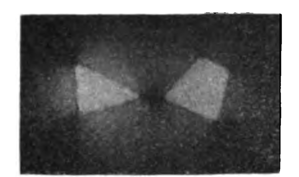


Fig. 9 Uranoxyd-Gips. Exposit. 72^h.

unschwer verstehen, wenn man sich die Photographien im wesentlichen nicht durch Primärstrahlen, sondern durch Sekundärstrahlen entstanden denkt. Bevor wir jedoch auf diese Vermutung näher eingehen, seien einige Versuche über die Natur der wirksamen Strahlen mitgeteilt.

Magnetische Ablenkung.

Bestanden die wirksamen Strahlen aus β-Strahlen, so mußte der Flächeneffekt vor allem magnetisch ablenkbar sein. Es wurde die in Figur 10a im Schnitt skizzierte Anordnung gewählt. An einem Holzstück H war ein Urankeil ($\sphericalangle$ ca. 50^0) mittels Siegellack befestigt. Das Holzstück war zwischen die Pole eines größeren Elektromagneten geklemmt. Direkt unter den rechteckigen Polschuhen lag die photographische Platte P, die zum Schutze gegen Tageslicht in doppelte Aluminiumfolie von 0,003 mm Dicke eingeschlagen war. Der Abstand zwischen Uran und Platte betrug ungefähr $1\frac{1}{2}$ mm. Um ein Vergleichsbild des unabgelenkten Flächeneffekts zu bekommen, war noch ein Kupferblechstreifen K von 1 mm Dicke und der halben Breite des Polabstandes zwischengeschoben. Lag dieser Schieber beispielsweise auf der linken Hälfte der Platte, dann gelangten die Strahlen nur auf die rechte, und umgekehrt. Auf diese Weise konnte man zwei Bilder, wovon das eine mit, das andere ohne Magnetfeld, nebeneinander erhalten. In Figur 10b und c sind zwei mit verschiedenen Feldern aufgenommene Photographien wiedergegeben. Die rechte Hälfte jedes Bildes gibt jeweils den unbeeinflußten Flächeneffekt wieder. Figur 10b wurde mit einem Magnetfeld von 3800 Gauß (1,6 Amp.), 10c mit einem von 8300 (4,0 Amp.) erhalten. Linke und rechte Hälfte des Bildes waren gleich lang exponiert, bei 10b je 24 Stunden, bei 10c je $26\frac{1}{2}$ Stunden.

10b zeigt nun bereits eine merkliche Ab-

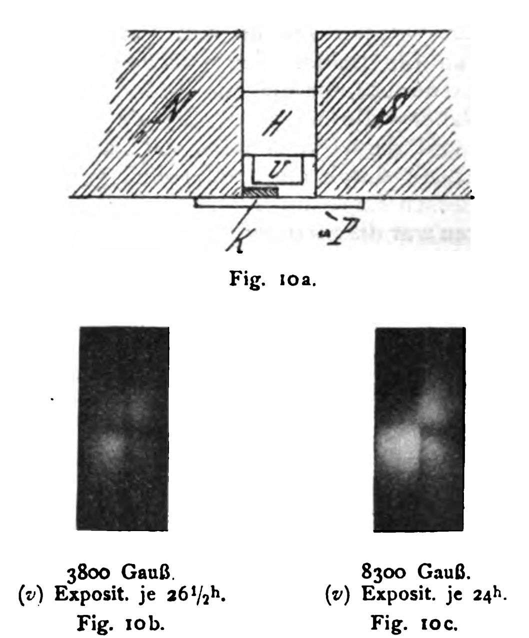


Fig. 10a.

3800 Gauß. (v) Exposit. je $26\frac{1}{2}^h$. Fig. 10b.

8300 Gauß. (v) Exposit. je 24^h. Fig. 10c.

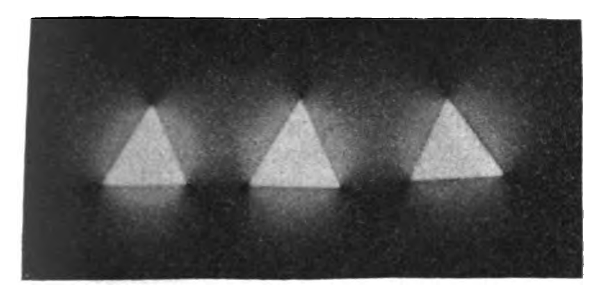
lenkung des dunkeln Streifens nach oben, oder, wenn man sich Figur 10a vergegenwärtigt, nach hinten. Die Ablenkung entspricht durchaus derjenigen von negativ geladenen Strahlen. Dabei läßt sich noch eine gewisse Konzentration der Strahlen in der unteren Partie und eine Verminderung in der oberen erkennen. Noch ausgeprägter tritt dies bei 10c hervor. Da ist die Ablenkung eine so starke, daß die obere Partie ganz verschwunden ist. Die Strahlen sind derart gekrümmt, daß sie die photographische Platte gar nicht mehr treffen. Hingegen sind in der unteren Partie die Strahlen, die sonst einen größeren Teil der Platte bedecken würden, auf einen Haufen zusammengedrängt.

Verglich man die Größe der Ablenkung etwa bei 10b mit derjenigen, die man theoretisch bei Annahme von β-Strahlen erwarten durfte, so zeigte sich eine befriedigende Übereinstimmung. Es bestand daher kein Zweifel, daß der Flächeneffekt von β-Strahlen herrührte.

Erklärung durch Sekundärstrahlen.

Die Entstehung des Flächeneffekts durch primäre β-Strahlen war nach allem wenig wahrscheinlich. War doch kein Grund zur Annahme da, daß diese sich nicht gleichmäßig nach allen Richtungen ausbreiteten. Andererseits ließen einige Versuche immer deutlicher die vorherrschende Rolle der Sekundärstrahlen erkennen. Daraufhin deutete, wie schon erwähnt, bereits der Umstand, daß Uranoxyd-Gips-Keile eine fast unverminderte Wirksamkeit zeigten. Ja, man konnte dem Material ruhig noch mehr inaktive Materie zugeben, ohne daß die photographische Wirksamkeit stark vermindert worden wäre.

Bei Zusatz von Mennige, das eine starke Absorption der β-Strahlen, aber auch eine starke Emission von Sekundärstrahlen erwarten ließ, war kaum ein Unterschied wahrzunehmen. Figur 11 gibt drei Keile wieder, deren Zusammensetzung aus Uranoxyd, Gips und Mennige der Reihe nach die Proportionen aufwies:



1:1:0 1:1:½ 1:1:1
Uranoxyd-Gips-Mennige. (v) Exposit. 48h.
Fig. 11a. Fig. 11b. Fig. 11c.

1 : 1 : 0; 1 : 1 : 0,5 und 1 : 1 : 1. Alle drei Körper lassen den Flächeneffekt sehr charakteristisch hervortreten.

Bemerkt sei, daß zwischen die Körper und die photographische Platte Aluminiumfolie gebracht war. Es wurden auf diese Weise kleinere glasklare Flecken, die sich unter den aufgelegten Körpern infolge von Feuchtigkeitsspuren leicht bilden, vermieden.

Im folgenden seien nun noch zwei Versuche erwähnt, welche die Wirkung der Sekundärstrahlen in direkter Weise zeigen. Das Radiumpräparat (Aktiv. 20000) wurde in die Öffnung, die in einen Bleiwürfel (1,6 cm^3) gebohrt war, gesteckt. In diesem Fall konnten aus den Seitenflächen und der Grundfläche nur die γ-Strahlen und die von ihnen erzeugten Sekundärstrahlen austreten. Die Photographie, die nach 22 stündiger Exposition erhalten wurde, ist in Figur 12 wiedergegeben. Man erkennt ohne weiteres

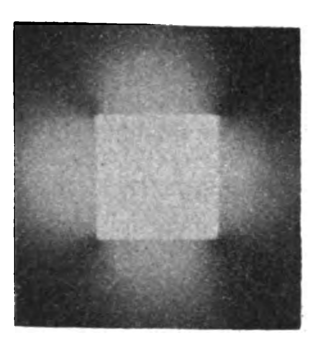


Fig. 12. (v) Exposit. 22h.

den Flächeneffekt. Die dunkeln Ecken zeigen jedoch nicht die scharfe Begrenzung wie sonst. Dies ist wohl dem Umstand zuzuschreiben, daß hier die Strahlen nicht aus der ganzen Bleimasse, sondern mehr oder weniger aus der Mitte derselben kommen.

Die ganze Anordnung erinnert etwas an einen allerdings zu anderem Zwecke unternommenen Versuch Becquerels.[1]) Derselbe füllte eine Rinne, die in einen Bleiklotz geschnitten war, mit Radiumsalz. Auf die unter dem Bleiklotz befindliche Platte gelangten nun auch nur γ- und Sekundärstrahlen. In der Tat sieht man auf der Längsseite des Klotzes (seitlich von der Rinne) eine Schwärzung durch Sekundärstrahlen, die mehr oder weniger nach der Seite hin begrenzt ist. Auf den Seiten, wo die Rinne endigt, hingegen zeigt sich nur eine geringe Wirkung. Wenn man den Flächeneffekt kennt, so läßt sich die Form der Schwärzung auf der Längsseite als Andeutung dazu erkennen. Indessen war die Anordnung natürlich zur Erkennung der dem Flächeneffekt eigentümlichen Strahlenverteilung nicht geeignet.

Der zweite Versuch, der ebenfalls den Flächeneffekt als Wirkung der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Sekundärstrahlung hinstellt, bestand in folgendem. In einen Bleizylinder von 1½ cm Durchmesser war wieder eine zentrale Öffnung von 7 mm Durchmesser zur Aufnahme des Radiumröhrchens gebohrt. Mit der Schmalseite daran anlehnend, befand sich davor ein Aluminiumkeil (Seitenlänge ca. 1½ cm). Auch hier konnten allein die γ-Strahlen zur Wirkung gelangen. Nach 18 stündiger Exposition ließ sich nun sehr deutlich der Flächeneffekt erkennen (Fig. 13). Kleinere Unterschiede in



Fig. 13. (v) Exposit. 18h.

den Einzelheiten lassen sich ungezwungen auf den Umstand zurückführen, daß hier die γ-Strahlen nur von der Schmalseite des Aluminiumkeils herkommen, während im Falle des Urans die ganze Masse strahlt.

Die Versuche schienen es nach allem sehr wahrscheinlich zu machen, daß die durch γ-Strahlen ev. β-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen den Flächeneffekt hervorbringen. Man könnte sich dabei etwa folgende Vorstellung machen. Nimmt man an, daß alle von einem γ-Strahl erzeugten Sekundärstrahlen hauptsächlich in dessen eigener Richtung (ev. auch in entgegengesetzter) gehen, dann ließe sich der Flächeneffekt erklären.

1) H. Becquerel, Comptes Rendus **132**, 371, 1901.

Betrachten wir z. B. einen Punkt A, der nach allen Seiten gleichmäßig γ-Strahlen aussende. In Richtung AB werden Sekundärstrahlen auf der ganzen Strecke AB' erzeugt. Gehen nun alle Sekundärstrahlen in der Richtung AB, so wird, selbst wenn ein Teil absorbiert wird, eine stärkere Wirkung in B als z. B. in C ausgeübt. Hier werden ja Sekundärstrahlen nur auf der Strecke AC' erzeugt. Es ist leicht einzusehen, daß links von der Richtung AE intensive Sekundärstrahlen von A ausgehen, rechts davon aber nur schwache. Diese Scheidung ist um so schärfer, je näher der Punkt A an der Grenzfläche liegt. Eine Scheidung in umgekehrter Richtung findet natürlich für Punkte an der anderen Seitenfläche statt. Je näher aber ein Punkt der Mitte zu liegt, um so weniger unterscheidet sich die Intensität der aus den beiden Flächen kommenden Strahlen. Ein Teil geht offenbar auch in den Raum vor der Ecke und zwar ein um so größerer Prozentsatz, je größer der Winkel ist. Dies steht in vollständiger Übereinstimmung mit den beobachteten Verhältnissen.

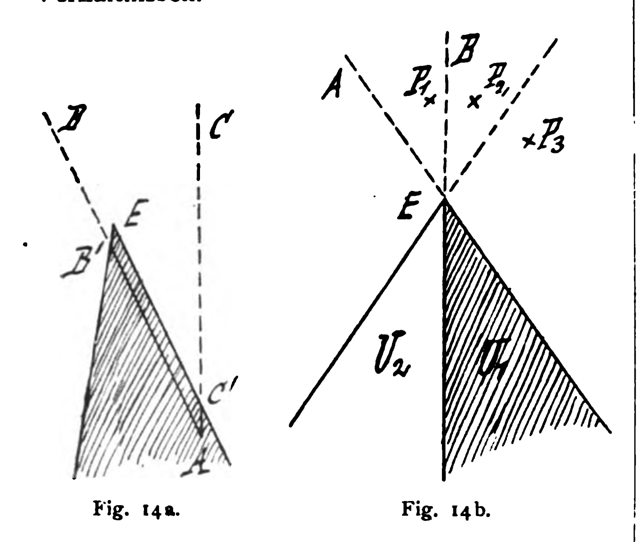


Fig. 14a. Fig. 14b.

Man kann nun auf Grund der dargelegten Vorstellungen versuchen, die oben beschriebenen Versuche zu erklären. Da dies beim größeren Teil derselben nicht schwer fallen dürfte, will ich hier nicht weiter darauf eingehen. Eine Schwierigkeit, die zunächst etwa noch auftauchen könnte, möge jedoch nicht unerwähnt bleiben. Hat man z. B. ein Uranprisma U_1 (Fig. 14b), so erscheint beispielsweise ein Punkt bei P_2 auf der Platte stärker geschwärzt als bei P_1. Bringt man nun ein zweites Prisma U_2 heran, dann liegt der Punkt P_2, der nun zufolge von U_2 noch mehr Strahlen empfängt, als vorhin, in der strahlenarmen Ecke! Jetzt müssen, wenn der Flächeneffekt bestehen soll, Punkte bei P_3 stärker geschwärzt sein als bei P_2. Die Photographien zeigen nun, daß diese Überlegung durchaus mit den Tatsachen im Einklang ist. Es zeigt sich nämlich, daß außerhalb der strahlenarmen Ecke die Intensität nicht plötzlich zu einem hohen Wert ansteigt, daß also Punkte bei P_2 noch sehr wenig geschwärzt sind. Infolgedessen ist es möglich, daß, selbst wenn von U_2 noch Strahlen hinzukommen, der Flächeneffekt infolge von Kontrastwirkung stets zustande kommt. Diese Verhältnisse sind etwa an Figur 1 unschwer zu erkennen.

Nach allem scheint somit der Schluß gerechtfertigt, daß der Flächeneffekt durch Sekundärstrahlen hervorgerufen wird. Mit Hilfe der oben gemachten Annahme ließe sich ferner das Zustandekommen des Effekts verstehen. Eine definitive Erklärung der Erscheinung dürfte jedoch erst von speziellen Versuchen über Sekundärstrahlen zu erwarten sein.

Physikalisches Institut der Universität Zürich, Mai 1908.

(Eingegangen 15. Mai 1908.)

Über das Mesothorium.

Von Otto Hahn.

Die Existenz des Mesothors als Zwischenprodukt zwischen dem Thorium und dem Radiothor [1]) ist neuerdings von verschiedenen Seiten bestätigt worden. Einmal von Boltwood [2]), dessen frühere und neue Versuche über die Aktivität von Thorsalzen sich recht befriedigend mit der Annahme des genannten Zwischenproduktes erklären lassen, andererseits von Mc. Coy [3]), der eingehend die zeitlichen Aktivitätsschwankungen verschiedener Thorpräparate prüfte und ebenfalls zu einem einwandfreien Resultate über das neue Produkt gelangt. Unter der Voraussetzung des Wertes 737 Tage für die Zerfallsperiode des Radiothors findet Mc. Coy die Periode des Mesothors zu 5,5 Jahren. Die von mir seit kurzem angenommene α-Strahlung [4]) des eigentlichen Thors wurde unabhängig auch von Mc. Coy gefunden.

In der Mittheilung „Über die Strahlung der Thoriumprodukte" habe ich dann noch die Angabe gemacht, daß das Mesothor β-Strahlen aussendet, und in jüngster Zeit in Gemeinschaft mit Lise Meitner [5]) über deren Durchdringungsvermögen berichtet.

1) O. Hahn, diese Zeitschr. **8**, 277—281, 1907.
2) Boltwood, diese Zeitschr. **8**, 556—561, 1907.
3) Mc. Coy, Journ. Americ. Chem. Soc. **29**, 1709—1718.
4) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 3304—3306, 1907.
5) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 321—333, 1908.

Vor kurzem wurde nachgewiesen[1]), daß auch das Mesothor keine einheitliche Substanz vorstellt, sondern aus dem „Thorium 1" und dem „Thorium 2" besteht, von denen das eine strahlenlos mit der für das Mesothor angegebenen Periode in das zweite β-strahlende übergeht, dessen Zerfall zur Hälfte in 6,20 Stunden erfolgt. Die früheren, wie die folgenden Versuche über das Mesothor werden durch dessen komplexe Natur nicht berührt.

Genauere Zahlenbelege habe ich bei meiner oben erwähnten ersten Arbeit über das Mesothor nicht gegeben. In der Folge wurden dann die Befunde nach verschiedenen Richtungen hin kontrolliert und die quantitativen Verhältnisse präziser festgelegt.

Die vorliegende Mitteilung gibt zusammenfassend die dabei gewonnenen Resultate; doch möchte ich nicht unerwähnt lassen, daß ein Teil der Deduktionen und quantitativen Befunde sich bereits in der mittlerweile erschienenen, oben zitierten Mc. Coyschen Arbeit finden.

Ich habe früher die bei der technischen Herstellung der Thorsalze sich ergebende Verteilung der ersten radioaktiven Zerfallsprodukte des Thors folgendermaßen aufgefaßt: „Bei der technischen Herstellung des Thoriums aus dem Monazitsande bleibt das Radiothor beim Thorium, während das Mesothor ganz oder zum großen Teile davon abgetrennt wird. Deshalb nimmt die Aktivität frischer Thorsalze anfangs ab, weil das Radiothor mit seiner Periode von 2 Jahren zerfällt. Nach einigen Jahren wird ein niedrigster Wert der Aktivität erreicht, und dann nimmt diese wieder zu, da das inzwischen neu gebildete Mesothor die Bildung von frischem Radiothor zur Folge hat."

Daß bei der Herstellung des Thors das Radiothor von diesem nicht in irgendwie erheblicher Menge abgetrennt wird, wurde einwandfrei nachgewiesen. Einmal konnte bei dem langwierigen technischen Reinigungsprozeß des Thoriums ein Schwächerwerden der Präparate in bezug auf ihren Gehalt an Radiothor nicht beobachtet werden. Auch gelang es nicht, Radiothor in frischen Monazitsandablaugen und -rückständen in nennenswerter Menge nachzuweisen, was ja der Fall hätte sein müssen, wenn ein Teil des Radiothors abgetrennt worden wäre.

Schließlich wurde die spezifische Aktivität eines frisch hergestellten reinen Thornitrats mit der eines Thorminerals von bekanntem Gehalte verglichen. Zur Verwendung gelangte eine Probe Thorianit mit 79,4 Proz. Thoroxyd und 15,1 Proz. Uranoxyd. Natürlich mußte man hierbei den auf Uran + Zerfallsprodukte entfallenden Wert kennen und von der Gesamtaktivität abziehen. Dies geschah durch Vergleich mit einer sehr reinen Probe Joachimsthaler Pechblende, die keine oder nur minimale Mengen von Thorium enthält. Ihren Uranoxydgehalt bestimmte ich zu 81 Proz. Die erwähnten Mineralproben wurden möglichst fein pulverisiert, dann noch durch ein Stoffilter gesiebt, und die äußerst fein verteilte Substanz in dünner Schicht auf ein Aluminiumblatt in gleichmäßiger Schicht aufgetragen. Die von Mc. Coy zuerst angewendete Methode hat sich zur Herstellung dünner und haftender Schichten auch bei den später folgenden Versuchen durchaus bewährt. Als α-Aktivität ergab sich in willkürlichen Einheiten für 10 mg Thorianit 78,2, für 10 mg Pechblende 156. Die ev. Emanationsabgabe der beiden Mineralien habe ich nicht berücksichtigt. Sie schien, nach einem orientierenden Versuch zu schließen, nur recht gering zu sein.

Unter Benutzung des oben erwähnten Gehaltes der Substanzen an radioaktiven Stoffen ergibt sich durch einfache Rechnung für 10 mg Thoroxyd in dünner Schicht unter den von mir eingehaltenen Bedingungen der Wert 66,2. Hiermit verglichen wurde ein Thornitrat, das gerade aus dem technischen Herstellungsprozeß hervorging. Es wurde sehr heftig geglüht, um es in den nicht emanierenden Zustand überzuführen. Unter anfänglichem Steigen der Aktivität durch Neubildung von Thorium X wurde nach etwa drei Wochen der Maximalwert erreicht. Die Aktivität ergab sich zu 65,5. Da während der drei Wochen schon etwa 2 Proz. Radiothor zerfallen waren, so entspricht der obige Wert einer Maximalstärke von 66,9; man erkennt, daß die Übereinstimmung zwischen der spezifischen Aktivität des Thorminerals und der des Oxyds eine sehr befriedigende war.

Diese Befunde stehen in vollkommener Übereinstimmung mit denen von Mc. Coy, dem es auch auf keine Weise gelungen war, Radiothor vom Thorium zu trennen, und ich stehe durchaus auf seinem Standpunkt, daß die von anderen Forschern und mir früher ausgeführten angeblichen Abtrennungen des Radiothors in Wirklichkeit nur Radiothor aus abgetrenntem Mesothor vorstellten.

Während das Radiothor beim Thorium bleibt, wird das Mesothor bei dessen fabrikmäßiger Herstellung entfernt; und hierdurch erklären sich alle die Schwankungen in den Aktivitätsbefunden von Thorsalzen, wie sie jetzt von einer ganzen Reihe von Forschern beobachtet worden sind.

I. Aktivitätsänderungen an ursprünglich mesothorfreien Thorpräparaten.

Man kann verschiedene Wege einschlagen, um einen Überblick über die vorliegenden

1) O. Hahn, diese Zeitschr. 9, 246—248, 1908.

Verhältnisse zu bekommen. Der nächstliegende besteht darin, ein frisch bereitetes Thorpräparat, das, wie oben erwähnt, anfänglich seine theoretische Aktivität besitzt, auf die im Laufe der Zeit eintretenden Änderungen der Aktivität zu untersuchen. Man braucht es also nur unter gleichen äußeren Bedingungen längere Zeit hindurch zu prüfen, und wird dadurch zu einer Aktivitätskurve gelangen, die einen Einblick in die Vorgänge gestattet. Wir werden sehen, daß die Schwankungen sich über viele Jahre erstrecken, und daß zur Aufnahme einer vollständigen Kurve mehr als ein Menschenalter notwendig wäre. Immerhin kann man den Anfang der Kurve aufnehmen, und ich werde weiter unten einige diesbezügliche Werte angeben.

Der andere Weg, der sich einschlagen läßt, um über die Aktivitätsschwankungen der Thorverbindungen Aufklärung zu bekommen, ist der, verschieden alte Präparate unter möglichst vergleichbaren Bedingungen zu untersuchen, um dadurch zu ein und derselben Zeit eine der oben angedeuteten Kurve entsprechende zu erhalten.

Schließlich kann man beide Methoden kombinieren, indem man verschieden alte Thorprodukte auf ihre Aktivitätsänderungen hin untersucht. Man muß dann finden, daß sich die verschiedenen Produkte völlig verschieden verhalten, die einen nehmen rasch ab, andere langsamer, wieder andere nehmen zu usf.

Der zweite Weg war der ursprünglich eingeschlagene und hatte auch zuerst einen sicheren Anhaltspunkt für das neue Zwischenprodukt ergeben. Ich möchte deshalb hier auf die beobachteten Verhältnisse etwas näher eingehen.

Was die Meßmethoden anbelangt, so habe ich anfangs nur die Aktivität mit Hilfe der α-Strahlen untersucht. Später wurde zur Kontrolle auch die Emanation verschieden alter Thorpräparate direkt geprüft. Ich hatte dabei als sicher vorausgesetzt, daß die Kurven gleiche Form haben müßten. Beide Messungsreihen waren nun anfangs durchaus nicht sehr schön, sondern zeigten auch für gleiche Präparate und bei gleicher Methode oft nicht unbeträchtliche Differenzen; aber eines konnte frühzeitig mit Sicherheit nachgewiesen werden: die Aktivitätskurve verschieden alter Thorpräparate, wie sie aus den Messungen der α-Partikeln resultierte, zeigte einen etwas anderen Verlauf als die, die man aus der Messung der Emanation verschiedener Präparate konstruieren konnte.

Eine Erklärung für dies unerwartete Resultat war von vornherein nicht gegeben, denn man nahm ja bis dahin an, daß die α-Aktivität der Thorsalze lediglich von dem Gehalt an Radiothor herrührte. Es hätte also das Thorium und das neue Zwischenprodukt, das ja keine α-Strahlen abgab, für die oben erwähnten Messungen ebensowenig in Betracht kommen sollen, wie bei den Messungen der Emanation.

Da die Kurven dennoch verschieden waren, so konnte nur die Voraussetzung falsch sein, daß die Gesamt-α-aktivität des Thors nur vom Radiothor und dessen Zerfallsprodukt herrührt. Und in der Tat hat sich die Voraussetzung auch als irrtümlich erwiesen.

In meiner Mitteilung „Über die Strahlung der Thoriumprodukte“ [1]) habe ich bereits mehrere Punkte dafür angeführt, daß wir im Thorium nicht 5, sondern 6 α-Strahlenprodukte anzunehmen haben, die sich verteilen auf das eigentliche Thor, Radiothor, *Th X*, *Em*, *Th B* und *Th C*. Also auch das seit der Entdeckung des Radiothors für strahlenlos gehaltene Thorium emittiert α-Partikeln [2]) und unter dieser Voraussetzung ist es durchaus zu erwarten, daß die Kurven für die α-Aktivität und die für die Emanation voneinander verschieden sind.

a) Emanationsmessungen.

Entgegen dem in Wirklichkeit eingehaltenen Wege beschreibe ich zuerst die Emanationsmessungen, da hierbei, wie sich aus Obigem ergibt, die Verhältnisse etwas einfacher liegen als bei den α-Strahlenbefunden und man dabei direkt einen Schluß auf die Lebensdauer des Mesothors ziehen kann.

Hier traten nun beträchtliche Schwierigkeiten auf, denn es zeigte sich, daß es durchaus nicht leicht war, quantitativ vergleichbare Thoremanationsmessungen vorzunehmen.

Es wurde daher auch anfangs die Möglichkeit ins Auge gefaßt, statt der Emanation deren aktiven Beschlag zur Messung zu verwenden, wie es von Dadourian geschehen ist. [3]) Aber ich kam hiervon wieder ab, weil die Methode wohl in größeren Mengen brauchbare Resultate geben wird, mit kleineren aber versagen muß, und ich von manchen Präparaten nur kleine Mengen zur Verfügung hatte.

Durch das liebenswürdige Entgegenkommen der Firma Dr. O. Knöfler & Co. in Plötzensee und insbesondere ihrem Betriebsleiter Herrn Dr. Cammerer war es mir möglich, eine ganze Reihe verschieden alter Thorproben zu untersuchen, darunter eine, die mit Mai 1896 und eine, die sogar mit Februar 1895 bezeichnet war, die also aus Zeiten stammten, wo die Thorgewinnung noch eine ganz junge Industrie war und die Präparate sehr großen Wert besaßen.

1) l. c.
2) Wie schon eingangs erwähnt, kommt Mc. Coy in seiner oben zitierten Arbeit zu dem gleichen Resultat.
3) Dadourian, diese Zeitschr. 7, 453—456, 1906.

Außerdem hatte ich noch eine kleine Menge Thorcernitrat vom Februar 1903, eine Nitratprobe vom September 1904, einige ältere und eine große Zahl neuerer Produkte von 1907 und Ende 1906.

Äußerlich unterschieden sich die Substanzen kaum voneinander; manche schienen etwas feucht zu sein. Oxydbestimmungen, die aber nicht mit allen Präparaten vorgenommen wurden, ergaben, den Angaben der Fabrik entsprechend, einen Durchschnittsgehalt von 47 Proz. Oxyd. Die sämtlichen Proben wurden daher in ihrem Gehalte an Thoroxyd als gleich angesehen.

Um die Emanationen miteinander zu vergleichen, war es im Prinzip nur nötig, durch die Thorlösungen unter gleichen äußeren Verhältnissen einen konstanten Luftstrom zu leiten und die mitgenommene Emanation zu messen. Zur Prüfung der Brauchbarkeit der Methode wurden vorerst gleiche Präparate untersucht. Etwa 0,1 bis 0,2 g Thornitrat wurden in möglichst gleich großen Erlenmeyerkölbchen in einer gleich großen Menge Wasser gelöst. In das kurze Ableitungsrohr des Erlenmeyerkolbens war ein Wattepfropf ziemlich fest eingeschoben und das Ableitungsrohr direkt mit dem einen Ansatzrohr eines Emanationselektroskops verbunden, während das andere Ansatzrohr des Elektroskops an eine Wasserstrahlpumpe angeschaltet war. Beim Intätigkeitsetzen der Pumpe geht ein Luftstrom durch die Thorlösung, wobei er sich mit der Emanation belädt, passiert den Wattebausch, kommt ins Elektroskop, wirkt darin ionisierend und tritt auf der entgegengesetzten Seite aus dem Elektroskop wieder aus. Der Luftstrom wurde eingestellt durch Zählen der Blasen in einer vor die Thorlösung eingeschalteten Waschflasche mit konz. Schwefelsäure. Es braucht wohl kaum erwähnt zu werden, daß der Ionisierraum des Elektroskops, durch den der die Emanation enthaltende Luftstrom passierte, von dem Goldblattsystem, an dem die Ablesung vorgenommen wurde, luftdicht abgeschlossen war, da man ja durch die Luftströmung sonst niemals brauchbare Zahlen hätte erhalten können.

Wurde nicht vor dem Einschalten der Thorlösung an das Elektroskop ein Luftstrom durch die Lösung geschickt, so waren die ersten Werte wegen der aufgespeicherten Thoremanation natürlich zu groß. Auch wurde ev. vorhandene Radiumemanation in das Elektroskop hineingebracht.

Kurz vor dem Einschalten an das Elektroskop wurde daher der Überschuß an Emanation fortgeblasen. Durch Variieren der äußeren Bedingungen, wie der Geschwindigkeit des Luftstromes, der Menge der Lösung usf. wurden die brauchbarsten Bedingungen für die Messungen herauszufinden gesucht. Die Übereinstimmung auch bei gleichen Präparaten ließ aber häufig noch viel zu wünschen übrig.

Es wurden dann vom Glasbläser eine Anzahl kleiner Gläschen hergestellt von möglichst identischen Dimensionen, wobei besonders darauf gehalten wurde, daß das in die Flüssigkeit eintauchende Luftzuführungsrohr genau in gleicher Höhe über den Boden endigte. Die Übereinstimmung in den Befunden wurde bei Verwendung dieser Gläschen besser.

Bei den schließlich ausgeführten Messungen wurde aber überhaupt von mehreren Gefäßen abgesehen, und die zu untersuchende Thorlösung immer in ein und demselben Gläschen zur Untersuchung gebracht. Versuche mit verschiedenen Mengen ein und desselben Präparats bestätigten im großen und ganzen, daß unter sonst gleichen äußeren Bedingungen die durch die Luft mitgenommene Emanationsmenge der Menge der gelösten Substanz proportional ist. Doch gilt dies genau nur innerhalb ziemlich enger Grenzen. Mengen, die sich z. B. verhielten wie 1:2, gaben schon nicht mehr exakt proportionale Werte für den Emanationsbetrag. Da nun die zur Untersuchung gelangenden Thorproben in ihrem Radiothorgehalt um mehr als 1:2 für gleiche Thormengen schwankten, so war es also schon nicht mehr angängig, immer die gleiche Gewichtsmenge des Salzes zur Verwendung zu bringen. Es wurden die Mengen deshalb so gewählt, daß der Aktivitätsbefund innerhalb nicht zu weiter Grenzen immer derselbe blieb; die Mengen also im Verhältnis von etwa 2:1 variierten, je nach der Stärke der Präparate.

Endgültig wurde folgendermaßen verfahren: 0,1 bis 0,2 g Thornitrat von bekanntem Gehalt und bekanntem Alter wurden in 10 ccm Wasser gelöst und in ein 50 ccm fassendes Waschfläschchen mit eingeschliffenem Stöpsel eingefüllt. An das Gasableitungsrohr wurde ein mit Watte beschicktes Glasröhrchen angeschaltet und dieses direkt mit dem Elektroskop verbunden. Der Luftstrom wurde derart eingestellt, daß durch die vorgeschaltete Schwefelsäureflasche pro Sekunde 5 Blasen gingen. Bei Schwankungen des Wasserdrucks wurde der Versuch abgebrochen, weil dann die Resultate unbrauchbar wurden. Vor jeder Messung wurde der natürliche Abfall des Elektroskops bestimmt, denn dieser verschlechtert sich ja beständig durch den beim Zerfall der Emanation bestehenden aktiven Niederschlag.

Das Aluminiumblatt brauchte zum Passieren von 5 Teilstrichen unter obigen Bedingungen etwa 70—90 Sekunden, bei einem natürlichen Abfall von etwa 60 Minuten, der aber dann oft bis zu 20 Minuten anstieg. Aus mehreren

Befunden wurde das Mittel genommen, der Luftstrom beständig auf Konstanz kontrolliert. Nach Beendigung einer Messungsreihe wurde das Gläschen sorgfältig ausgespült, getrocknet und mit neuer Substanz versehen, und während dieser Zeit der natürliche Abfall von neuem bestimmt. Da die einzelne Messungsreihe durchschnittlich nicht mehr als 10 bis 15 Minuten in Anspruch nahm, so wurde der natürliche Abfall während dieser Zeit als konstant angesehen.

Ich habe nach Möglichkeit versucht, eine größere Anzahl von Messungen an einem Tage vorzunehmen, da es sich zeigte, daß dieselben Präparate einige Tage später unter äußerlich gleichen Bedingungen manchmal beträchtliche Schwankungen gegen früher aufwiesen, auch wenn an dem Elektroskop eine Änderung nicht zu bemerken war. Überhaupt war trotz aller Vorsicht die Übereinstimmung in den Messungen durchaus keine glänzende, und einige Male fielen Werte gegen vorher gefundene ziemlich stark heraus. Von den häufig vorgenommenen Messungen gebe ich deshalb nur eine Reihe wieder, bei deren Aufnahme die äußeren Bedingungen des Wasserdrucks usw. anscheinend recht konstant geblieben waren.

Die verwendeten Präparate stammen nach Angabe der Fabrik von folgenden Daten:

1. 18. Dezember 1907
2. 1. Oktober 1907
3. 31. Juli 1907
4. 1. Juni 1907
5. 1. März 1907
6. 1. Dezember 1906
7. Oktober 1906
8. 1. Juli 1906
9. April 1906
10. September 1904
11. Februar 1903
12. November 1901
13. Dezember 1900
14. Dezember 1898
15. Juli 1897
16. Mai 1896
17. Februar 1895.

Die Präparate 3—9 wurden am 11. Februar 1908 untersucht. Die übrigen am 31. Januar und 1. Februar.

Die anfangs starken Präparate werden mit zunehmendem Alter schwächer. Die Probe vom Februar 1903 war am schwächsten, und die noch älteren Präparate werden allmählich wieder stärker. In der weiter unten folgenden Tabelle sind die auf die Aktivität 100 zur Zeit Null umgerechneten Werte angegeben; zu gleicher Zeit sind aber die Werte, die am 1. Februar beobachtet waren, um 3 Proz. erhöht gegen die vom 31. Januar und 1. Februar. Dieses etwas willkürliche Verfahren hielt ich für berechtigt, nachdem ich bei der Konstruktion der theoretischen Kurve ersehen zu haben glaubte, daß aus irgendeinem Grunde die am 11. Februar und die vom 31. Januar bis 1. Februar erhaltenen experimentellen Werte ungefähr um den obigen Betrag gegeneinander verschoben waren. Eine Standardthoriumlösung habe ich an den zwei verschiedenen Daten nicht untersucht, so daß ich eine direkte Berechtigung zu der Verschiebung nicht habe, sondern sie der Kurve zuliebe vorgenommen habe.

Wir werden aber bei der weiter unten zu besprechenden α-Strahlenkurve sehen, daß mein Vorgehen vielleicht berechtigt war. Bevor ich nun die gefundenen Zahlenwerte angebe, wende ich mich kurz zur Diskussion der theoretischen Kurve.

Angenommen ist, daß die Aktivitätsschwankungen der verschieden alten Thorsalze davon herrühren, daß das anfangs in ihnen enthaltene Radiothor zerfällt, weil sein Mutterprodukt fehlt; daß das Mutterprodukt, das Mesothor, aus dem Thorium selbst nachgebildet wird und daß mit seiner Nachbildung Radiothor neu entsteht. Die theoretische Aktivitätskurve wird sich daher zusammensetzen aus zwei zu gleicher Zeit stattfindenden Vorgängen, einmal aus dem Zerfall des seiner Muttersubstanz beraubten Radiothors und außerdem dem Anstieg von neuem Radiothor aus dem neu entstehenden Mesothor.

Die eine Änderung folgt dem gewöhnlichen Exponentialgesetz

$$N = No \cdot e^{-\lambda_2 t},$$

worin λ_2 die Zerfallskonstante des Radiothors bedeutet und No die dem Gleichgewicht entsprechende maximale Menge an Radiothoratomen, N die zu einer beliebigen Zeit t vorhandene Anzahl.

Einen Ausdruck für den Anstieg der Aktivität findet man aus folgender Überlegung. Das die Thoremanation bildende Thorium-X hat im Verhältnis zum Radiothor eine so große Bildungsgeschwindigkeit, daß wir, ohne nennenswerten Fehler zu begehen, die Entstehung der Emanation als gleichzeitig mit der des Radiothors ansehen können. Die gefundenen Emanationszahlen sind also ein direktes Maß für die Menge vorhandenen Radiothors.

Das Thorium selbst wandelt sich während der ganzen in Betracht kommenden Zeit zu einem solchen minimalen Betrage um, daß wir es als konstant ansehen können. Seine Anwesenheit kommt für die Emanationsmessungen unmittelbar nicht in Betracht, da ja die Emanation nur von der Menge vorhandenen Radiothors abhängt.

Die Erholungskurve für ein seines Mesothors und Radiothors beraubten Thoriums ist

also komplementär einer Kurve, die den Zerfall eines Gemisches von Mesothor + Radiothor in radioaktivem Gleichgewicht, losgetrennt vom eigentlichen Thorium, vorstellt.

Bezeichnen wir mit P und Q die Anzahl der Atome Mesothor und Radiothor zu irgendeiner Zeit t, Po und Qo die Anzahl zur Zeit Null, wenn sie also in ihrer maximalen Menge vorhanden sind, bezeichnen wir außerdem mit λ_1 und λ_2 die den beiden Produkten zugehörigen Zerfallskonstanten, so bestehen die Gleichungen [1])

$$P = Po \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$Q = \frac{Qo}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}).$$

Die erste Gleichung kommt für unseren Fall nicht in Betracht, da wir ja die Emanation zur Messung heranziehen und diese nur vom Radiothor (+ ThX) abhängt.

Die für die Erholung des ursprünglich reinen Thoriums [wenn Mesothor + Radiothor abgetrennt sind] geltende komplementäre Gleichung lautet also:

$$Q = Qo\left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})\right].$$

Die theoretisch zu erwartende Aktivitätskurve für ein ursprünglich mesothorfreies, aber radiothorhaltiges Thorpräparat findet also ihren Ausdruck in der Gleichung:

1) Siehe Rutherford-Aschkinaß, S. 343—344.

$$J = \lambda_2(N + Q) = \lambda_2 No \cdot e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 Qo \left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})\right].$$

Hierin sind $\lambda_2 N$ und $\lambda_2 Q$ zwei beliebige Zahlen zwischen 0 und 100, während $\lambda_2 No$ und $\lambda_2 Qo$ beide = 100 zu setzen sind, wenn ich die Anfangsaktivität und die schließliche Endaktivität zu 100 annehme. Wir erhalten hiernach die etwas einfachere Gleichung:

$$J = 100 e^{-\lambda_1 t} + 100 - \frac{100}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}).$$

Von den Zerfallskonstanten λ_1 und λ_2 ist λ_2 bekannt, nämlich die des Radiothors. Sie ist nach G. A. Blanc [1]) 0,343 Jahre^{-1}, wenn als Periode der Wert 2,02 Jahre angenommen wird, ein Wert, den ich bei meinen Versuchen bestätigt gefunden habe.

Für λ_1 kann man beliebige Werte wählen, und dann die resultierende Kurve mit der experimentell gefundenen vergleichen.

Die Kurve A der Fig. 1 ist aus obiger Gleichung konstruiert, wenn als Zerfallsperiode des Mesothors der neuerdings auch von Mc. Coy angenommene Wert von 5,5 Jahren eingesetzt wird. Die gestrichelten Kurven I und II stellen die Komponenten vor, aus denen sich die Kurve A zusammensetzt. I bedeutet also

1) G. A. Blanc, diese Zeitschr. **8**, 321—324, 1907.

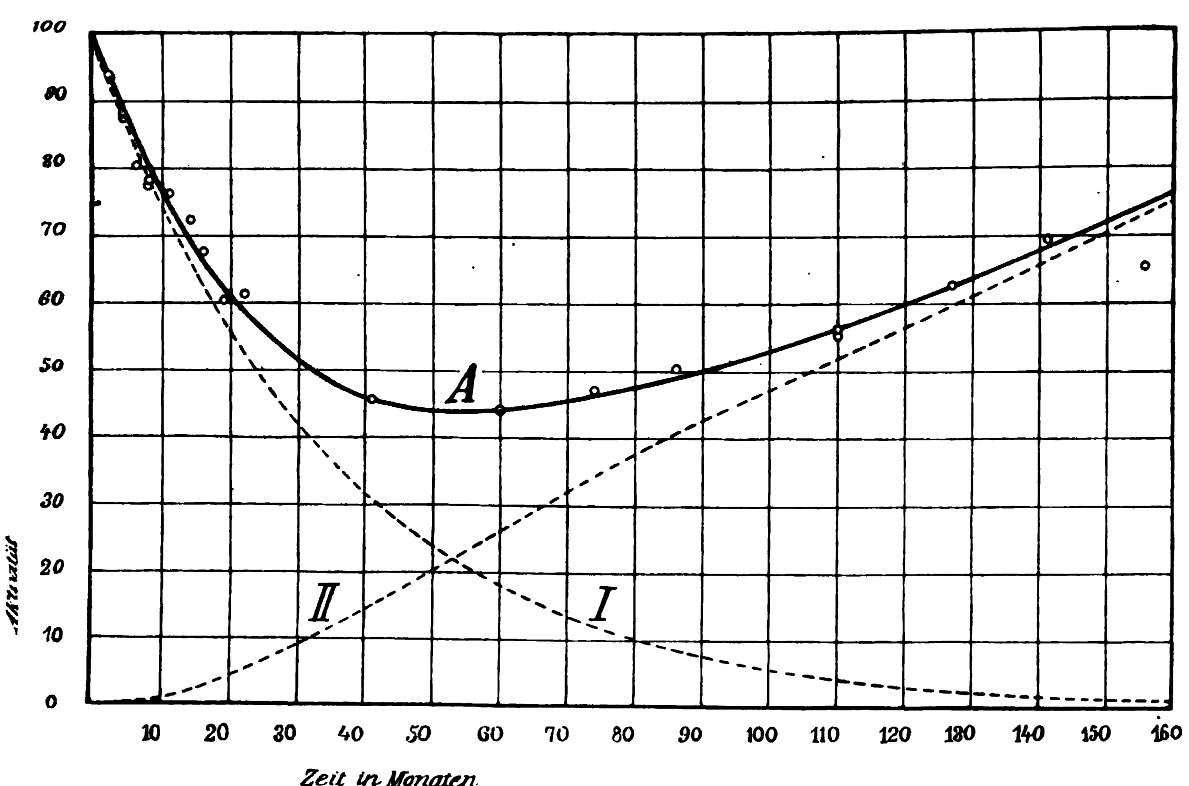


Fig. 1.

die Abfallskurve für Radiothor, II den Anstieg des Radiothors aus neuem Mesothor.

Die früher erwähnten experimentellen Werte für die Emanation sind nun derart umgerechnet, daß der niedrigste Wert (Februar 1903) mit dem aus obiger Kurve entnommenen von 44,2 zusammengelegt wurde. Die übrigen Befunde sind mit dem entsprechenden Faktor multipliziert. Die folgende Tabelle gibt die sich hierbei ergebenden experimentellen Daten unter Berücksichtigung der oben erwähnten Verschiebung des einen Teils um 3 Proz.

Tabelle 1.

No.	Datum der Herstellung	Alter in Monaten	Aktivität
1	18. Dez. 1907	2	93,8 93,3
2	1. Okt. 1907	4	87,5 88,4
3	31. Juli 1907	6	80,3
4	1. Juni 1907	8	78,5 77,6
5	1. März 1907	11	76,4
6	Dez. 1906	14	72,2
7	Okt. 1906	16	67,7
8	Juli 1906	19	60,2
9	April 1906	22	61,8 ?
10	Sept. 1904	41	45,8
11	Febr. 1903	60	44,2
12	28. Nov. 1901	74	47,3
13	1. Dez. 1900	86	50,3
14	Dez. 1898	110	55,25 56,2
15	Juli 1897	127	62,5
16	Mai 1896	141	69,5
17	Febr. 1895	156	65,3 ?

Diese Werte sind in die theoretische Kurve *A* der Fig. 1 eingezeichnet. Wie man sieht, folgen die experimentellen Größen den theoretischen in guter Übereinstimmung, und man erkennt daraus, daß die Voraussetzungen wie sie der Konstruktion der Kurve zugrunde gelegt sind, anscheinend recht gut zutreffen. Ganz heraus fällt der Wert für das Thornitrat vom Februar 1895; auf diese Probe werde ich bei Besprechung der α-Strahlenkurve noch zurückkommen.

b) α-Strahlenmessungen.

Natürlich ist mit der Emanationskurve allein noch nicht bewiesen, daß der Wert 5,5 Jahre als Zerfallsperiode für das Mesothor genau richtig ist. Insbesondere, wo ja die oben erwähnte Verschiebung der Befunde für die neueren Thorpräparate vorgenommen ist.

Man muß deshalb nach Kontrollmessungen suchen, und diese findet man zunächst in der analogen Kurve für die α-Aktivität. Auch hier handelt es sich vorläufig nicht um die Aktivitätskurve eines einzelnen Präparates zu verschiedenen Zeiten, sondern um die Messung verschiedener Präparate, deren Alter und Thorgehalt als bekannt angenommen werden.

Der Prozentgehalt des Nitrats an Thoroxyd ist in diesem Falle weniger wichtig als der Prozentgehalt bei den Emanationsmessungen, sobald nur angenommen wird, daß außer flüchtigen Bestandteilen, wie Wasser, Säuren etc., nur Thor und keine anderen Erden anwesend sind, und dies war weit unter der Genauigkeitsgrenze meiner Messungen der Fall.

Wie mehrmals erwähnt, geschahen die Messungen der α-Aktivität nach der zuerst von Mc. Coy angegebenen Methode. Als wesentliches Moment kommt dabei in Betracht, daß man alle Präparate in nicht-emanierendem Zustande zur Untersuchung bringt. Es ist ja bekannt, daß Thorpräparate auch in festem Zustande einen größeren oder geringeren Bruchteil der Emanation abgeben. Da mit der Emanation die beiden α-Strahlenprodukte des aktiven Beschlags des Thoriums ebenfalls der Messung entzogen werden, so erkennt man, welch verschieden hohe Aktivitäten zwei gleich viel Thor und Radiothor enthaltende Produkte aufweisen können, wenn sie unter verschiedenen Emanationsbedingungen vorliegen. Durch Glühen wird bekanntlich das Emanationsvermögen des Oxyds sehr herabgedrückt; es wurden deshalb die zu untersuchenden Proben kurze Zeit sehr stark geglüht. Es erwies sich als notwendig, ein gutes Gebläse zu verwenden, da sonst immer noch ein beträchtlicher Teil der Emanation abgegeben wurde.

Die aus dem Nitrat gewonnenen Oxyde zeigen im Gegensatz zu dem aus gefälltem Thorhydroxyd bereiteten eine sehr fein pulverige, fast mehlige Konsistenz und eignen sich daher recht gut zum Auftragen in dünner Schicht. Die runden Aluminiumbleche, auf die die Oxyde nach dem Anreiben mit Chloroform aufgestrichen wurden, hatten einen Durchmesser von 8,5 cm; sie wurden in einer Entfernung von 4,5 cm unter den ebenso geformten Zerstreuungskörper dss α-Elektroskops gebracht. Das Gewicht des Oxyds betrug durchschnittlich etwa 6—8 mg, also pro qcm etwas mehr als $^1/_{10}$ mg.

Von Mc. Coy wurde eine Formel aufgestellt, mittels deren man aus der α-Aktivität einer in beliebiger Schicht vorliegenden Substanzmenge auf die Schichtdicke Null extrapolieren kann und daher sehr verschiedene Gewichtsmengen aktiver Substanz auch mittels der α-Teilchen quantitativ vergleichen kann.

Wie Versuche ergaben, wichen bei meinen Messungen die Befunde für die angegebenen Mengen nicht über die Fehlergrenze hinaus voneinander ab; natürlich waren dabei die Befunde auf gleiche Gewichtsmengen umgerechnet. Ich habe daher von einer Extrapolation auf die Schicht Null abgesehen. Fast in allen Fällen wurden von der gleichen Substanz zwei Proben zur Messung hergestellt; im allgemeinen

stimmten die Resultate innerhalb $1\frac{1}{2}$ Proz. überein.

Bevor ich nun zu den gefundenen Zahlen übergehe, wende ich mich wieder kurz zur theoretischen Kurve. Es wurde bereits oben erwähnt, daß die Kurve für die α-Partikeln anders verläuft als die für die Emanation, da es sich gezeigt hat, daß auch das Thorium selbst α-Partikeln emittiert. Die Aktivitätsbefunde hängen also in diesem Fall nicht nur von dem Gehalt der Präparate an Radiothor ab; vielmehr ist zu der sich ändernden α-Aktivität des Radiothors die unveränderliche α-Aktivität des Thors zuzuzählen. Nun ist über den Durchdringungsbereich der α-Partikeln des eigentlichen Thoriums noch nichts Genaueres bekannt; die Wahl des prozentuellen Betrags dieser konstanten Aktivität bleibt daher vorläufig eine willkürliche. Aus Analogiegründen kann man folgern, daß der Ionisierungsbereich der erwähnten α-Teilchen kein sehr großer sein wird, und ich hoffe, in Kürze über einige Beobachtungen berichten zu können, die diese Vermutung stützen. Dennoch habe ich den Betrag, mit dem sich die α-Partikeln des eigentlichen Thors an der Ionisation in meinem Elektroskop beteiligen, dem Durchschnittswert der anderen α-Partikeln gleichgesetzt. Denn wenn auch wahrscheinlich die α-Strahlen des Thors schon unterhalb 4,5 cm völlig ausgenutzt sind, so könnte das wieder kompensiert werden durch das stärkere Ionisierungsvermögen eines α-Partikels am Ende seiner Bahn. Außerdem kommt zu der α-Aktivität des eigentlichen Thoriums auch noch die α-Aktivität des im Thorium aus dem Monazitsande stets in geringer Menge enthaltenen Thoriums. In einem Instrument mit weiterem Plattenabstande würden sich die α-Partikeln des eigentlichen Thors immer unter Voraussetzung ihrer geringeren Durchdringbarkeit natürlich weniger als in dem beschriebenen Instrument an der Gesamtwirkung beteiligen.

Da die Thorprodukte zusammen 6 α-Partikeln emittieren, so habe ich also für die α-Strahlenionisation des eigentlichen Thors (plus Thorium), wenn alle Zerfallsprodukte in maximaler Stärke anwesend sind, 16,7 Proz. angenommen. Die theoretische α-Strahlenkurve setzt sich dann zusammen aus

I. der Zerfallskurve des Radiothors von 83,3 Proz. beginnend,
II. der Erholung des Radiothors aus neugebildetem Mesothor zu 83,3 Proz. ansteigend,
III. der unveränderlichen Restaktivität von 16,7 Proz.

Die Gleichung, aus der man die theoretische Kurve konstruieren kann, lautet also:

$$\mathfrak{J} = \lambda_2 (N + Q) \frac{83{,}3}{100} + C.$$

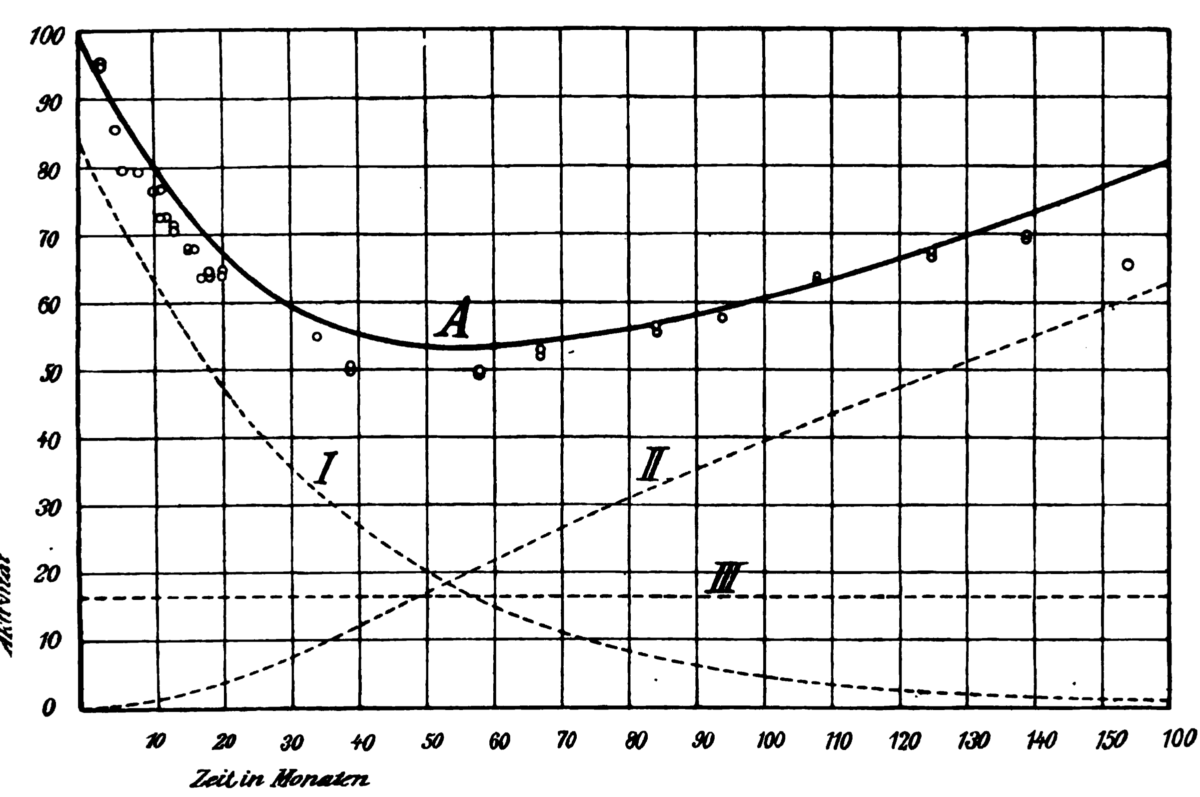


Fig. 2.

Hierin hat N und Q wieder dieselbe Bedeutung als oben im Falle der Emanationskurve, während der Konstanten C der Wert 16,7 beizulegen ist.

Wir erhalten also schließlich

$$\mathfrak{J} = 83{,}3 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 83{,}3 \left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}\right)\right] + 16{,}7.$$

Die Fig. 2 zeigt in den gestrichelten Linien die einzelnen Anteile I—III und in der ausgezogenen Kurve A die daraus resultierende theoretische Kurve für die Änderungen der α-Aktivität frisch hergestellter technischer Thorprodukte mit der Zeit.

Man erkennt ohne Schwierigkeit die äußere Ähnlichkeit dieser Kurve mit der analogen Kurve der Fig. 1; nur nimmt die Aktivität nicht so weit ab, als für den Fall, daß die Emanation als Maß der Aktivität herangezogen wird. Während die Emanationskurve bis zu 44 Proz. des Maximalwertes heruntergeht, fällt die α-Kurve nur bis zu 53 Proz. Auch hier wird das Minimum nach etwa $4^1/_2$ Jahren[1]) erreicht.

Um nun die experimentellen Daten mit den theoretischen zu vergleichen, wurde der Wert für ein einwandfrei 3 Monate altes Thoroxyd mit dem theoretischen Wert gleichgesetzt und die sämtlichen anderen experimentellen Befunde um den entsprechenden Betrag umgerechnet. Die Tabelle 2 gibt die auf diese Weise erhaltenen experimentellen Zahlen wieder.

Die in die Kurve A der Fig. 2 eingezeichneten Punkte sind die der Tabelle 2 entsprechenden Werte. Wie man sieht, ist die allgemeine Form der Aktivitätsabnahme die gleiche, wie sie die theoretische Kurve angibt, aber während eines großen Zeitverlaufs sind die gefundenen Werte zweifellos zu niedrig (vgl. die Punkte vom 5. bis zum 58. Monat). Natürlich konnte man, statt den Wert eines drei Monate alten Produktes, einen beliebigen anderen dem theoretisch zu erwartenden gleich setzen, z. B. einen der jetzt zu tief liegenden. Dadurch wäre aber der erste Wert nach drei Monaten zu hoch geworden, ebenso die späteren Werte, also die für die wieder stärker werdenden Proben. Es liegt aber im Wesen der α-Strahlenmessungen, daß zu große Werte nicht gefunden werden dürfen, weil ja nur unter den günstigsten Bedingungen der theoretische Wert erreicht werden sollte (für die Emanationsmessung gilt dies nicht, da z. B. ein etwas stärkerer Luftstrom dem Elektroskop eine größere Emanationsmenge zuführt). Zudem entspricht der höchste Punkt der Kurve sicher

1) Siehe weiter unten Fig. 5.

Tabelle 2.

No.	Datum der Herstellung	Abgerundetes Alter in Monaten zur Zeit der Messung	Aktivität	
1	Dezember 1907 *	3	95,5	95
2	Oktober 1907 *	5	85,5	
3	Juni 1907	6	79,9	
4	April 1907	8	79,5	
5	Februar 1907	10	76,5	
6	Januar 1907	11	77	72,7?
7	Dezember 1906	12	72,7	
8	November 1906	13	71,6	70,6
9	September 1906	15	67,7	68,2
10	August 1906	16	68	
11	Juli 1906	17	63,7	
12	Juni 1906	18	64,7	63,5
13	April 1906	20	64,8	63
14	Februar 1905	34	54,85	
15	September 1904	39	50,7	49,8
16	Februar 1903	58	50,2	49,5
17	Mai 1902	67	53,3	51,8
18	Dezember 1900	84	56,4	55,4
19	Februar 1900	94	57,9	
20	Dezember 1898	108	64,15	63,45
21	Juli 1897	125	67,6	66
22	Mai 1896	139	70,3	69,5
23	Februar 1895	154	65,3 ?	

* Diese beiden Proben wurden einige Monate später als alle übrigen untersucht.

einem Produkte, das genau das angegebene Alter hatte, während dies für die folgenden Punkte nicht so streng der Fall zu sein brauchte. Ich habe nämlich gefunden, daß man bei sehr frischen Thoriumsalzen eine gute Kontrolle für deren Alter in ihrem Radiumgehalt besitzt. In einer Mitteilung „Über die Muttersubstanz des Radiums"[1]) habe ich gezeigt, daß ganz frisch bereitetes Thoriumnitrat kein Radium enthält, daß dieses aber wegen des mit dem Thorium abgeschiedenen Ioniums zu einem konstanten Betrage entsteht.

Wird dann der Radiumgehalt zu hoch gefunden, so ist unter sonst richtigen Verhältnissen das Thorpräparat älter als man angenommen hatte. Natürlich lassen sich diese Messungen nur an neuen Thorpräparaten einigermaßen quantitativ verfolgen, solange der absolute Radiumgehalt noch sehr gering ist. Bei älteren Proben macht ein Altersunterschied von einigen Monaten für die Gesamtmenge des Radiums nichr mehr viel aus. Es ist mir auf solche Weise gelungen, in einem mir als frisch eingelieferten Thornitrat nachzuweisen, daß es seinem Radiumgehalt nach etwa drei Monate vorher aus dem Monazitsand hätte extrahiert werden müssen. Ein Schluß, der sich beim Nachforschen auch bestätigte.

Im Lichte dieser Anschauung könnte man für die obigen zu niedrigen α-Strahlenwerte die Annahme machen, daß die Präparate ein paar Monate älter waren als ihrem Datum entsprach.

1) Chem. Ber. **40**, 4415—4419, 1907.

Dann würden alle Punkte etwas nach rechts rücken und die Werte viel besser stimmen.

Dasselbe gälte dann natürlich auch für die Emanationsbefunde, und meine dort vorgenommene Verschiebung um 3 Proz. nach oben fände ihre Berechtigung nicht in den geänderten Bedingungen meines Emanationselektroskops, sondern in dem höheren Alter der verwendeten Präparate.

Wie bei den Emanationsmessungen, so fällt auch im vorliegenden Falle der Wert für Thornitrat vom Februar 1895 aus der Kurve heraus. Er ist beträchtlich zu niedrig. Ich lege dieser Tatsache aber gar keine Bedeutung bei, denn wir werden weiter unten noch sehen, daß alle Gründe dafür sprechen, daß die Aktivität auch eines 11 Jahre alten Produktes noch zunimmt und sich den angenommenen Verhältnissen anpaßt. Die Aktivität des Präparats wird also sicher aus irgendeinem anderen Grunde zu niedrig sein; der Thorgehalt ist allerdings der normale, doch möglicherweise ist das Alter durch eine Verwechslung als zu hoch angenommen.

Alles in allem betrachtet muß man sich noch wundern, wie gut sich die experimentellen Befunde den theoretischen Werten anschließen, wenn man bedenkt, wieviel Bedingungen erfüllt sein müssen, um eine Übereinstimmung möglich zu machen.

Viel einfacher liegen die Verhältnisse, wenn man nur ein Präparat auf seine Aktivitätsänderungen untersucht. Da begegnet man nur den Mißlichkeiten, die immer eintreten, wenn man über lange Zeiträume hindurch quantitative Messungen ausführt, Mißlichkeiten, die weniger dem Präparate, als den Störungen und Änderungen der Meßinstrumente zuzuschreiben sind.

Im Dezember 1907 habe ich ein ganz frisches Thornitrat von der Fabrik bezogen und hieraus zwei Oxydproben hergestellt, deren Aktivität von Zeit zu Zeit bestimmt wird. Bis jetzt verhalten sie sich so, als man nach den obigen Anschauungen erwarten sollte:

Frisch bereitetes Thornitrat ist nicht im Gleichgewicht mit Thor-X, da dieses bei der Herstellung des Thoriums von ihm abgetrennt wird. Ein solches Präparat nimmt anfangs stark zu und erreicht nach einigen Wochen seine höchste Aktivität. Dann bleibt aber diese nicht konstant, sondern sie nimmt ab, wegen der Abnahme des freien Radiothors.

Die Fig. 3 zeigt die Verhältnisse, wie sie an den erwähnten neuen Thorproben beobachtet wurden. Auf der Abszisse ist die Zeit in Tagen nach der Einlieferung, auf der Ordinate die Aktivität eingetragen. Berechnet man aus dem absteigenden Aste der Kurve A und der Kurve B die Zerfallsperiode des Ra-

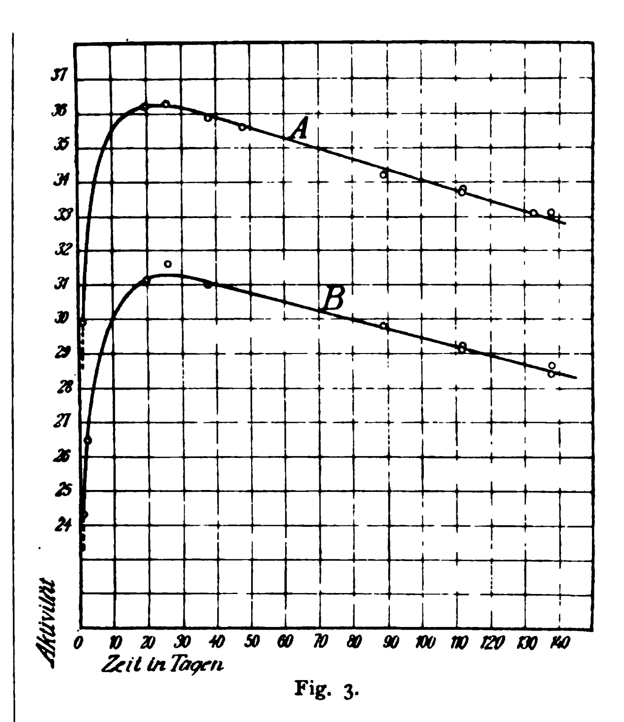


Fig. 3.

diothors, so ergibt sich ein etwas höherer Wert als zwei Jahre, nämlich etwa $2^1/_4$ Jahre. Doch sind die absoluten Aktivitätsänderungen bis jetzt noch so geringe, daß Schwankungen innerhalb der Versuchsfehler für die Zerfallsperiode Schwankungen von über einem Vierteljahr ergeben, so daß also die Übereinstimmung der Kurven mit den zu erwartenden bis jetzt eine befriedigende ist. Die geringe aus neu entstandenem Mesothor herrührende Radiothoraktivität kommt dabei vorläufig noch nicht in Betracht.

Außer der Thorprobe vom Dezember 1907 habe ich verschiedene ältere Präparate in Untersuchung, um deren Aktivitätsänderung mit der Zeit zu kontrollieren. Qualitativ sieht man, daß die Änderungen so vor sich gehen, als man dem Alter der Präparate nach erwarten sollte; insbesondere läßt sich mit Sicherheit erkennen, daß die jüngeren Präparate abnehmen, ältere dagegen zweifellos stärker werden. Dies trifft auch zu für die Probe vom Mai 1896. Man erkennt daraus, daß auch in diesem Alter das kontinuierliche Ansteigen der Kurve nicht geändert wird und daß daher dem zu niedrigen Wert vom Februar 1895 keine Bedeutung beizulegen ist.

II. Aktivitätsänderungen an thorfreiem Mesothor.

Es ist nun mit Sicherheit nachgewiesen, daß die zu Beginn der Mitteilung gemachte Annahme von der Verteilung der Thoriumzerfallsprodukte in kommerziellem Thorium richtig ist.

Das Radiothor bleibt beim Thorium, das Mesothor wird abgetrennt.

Es war daher zu erwarten, daß man das Mesothor an irgendeiner Stelle der Monazitsandverarbeitung finden würde. Dies war auch der Fall. Die radioaktiven Eigenschaften sind jetzt genügend präzisiert, um als Richtlinien bei der Untersuchung dienen zu können. Das Mesothor läßt sich an seinen β-Strahlen erkennen und soll in reinem Zustande anfangs keine α-Strahlenaktivität aufweisen, ebensowenig natürlich Emanation.

Ein solches Präparat muß über lange Zeit hinaus eine Zunahme der α-Aktivität sowohl, als der Emanationskraft erkennen lassen. Aus den Zerfallskonstanten kann man die theoretischen Anstiegskurven konstruieren. Sie müssen für die Änderungen der α-Aktivität und der Emanation gleich sein. Die Zunahme der β-Aktivität muß sich dagegen anders verhalten, da ja das Mesothor selbst auch β-Strahlen aussendet, während in obigen Fällen nur die Wirkung des aus dem Mesothor entstehenden Radiothors zur Untersuchung gelangt.

Ich habe davon abgesehen, Emanationsmessungen mit Mesothorpräparaten über längere Zeit hindurch quantitativ zu verfolgen. Die Versuchsfehler und Schwankungen werden zu groß, um schöne Zahlen zu ergeben. Immerhin habe ich an mehreren Mesothorproben die allmähliche Zunahme der Thoremanation mit Sicherheit nachweisen können. Auch die Verfolgung der Zunahme der β-Aktivität wurde, obgleich leichter auszuführen, bis jetzt nicht aufgenommen.

Dagegen habe ich eine Reihe von Präparaten auf ihre Zunahme der α-Aktivität untersucht, darunter zwei seit anderthalb Jahren. Die eine Probe befand sich als lockeres Pulver in einem Zinkschälchen. Zweimal wurde ein Teil beseitigt, um die Aktivität nicht aus dem Bereiche des genau Meßbaren herauskommen zu lassen. Natürlich wurden die Befunde auf die ursprüngliche Menge umgerechnet.

Die andere Probe war in ähnlicher Weise zu messen begonnen worden, wurde aber nach etwa zwei Monaten in dünner Schicht auf Aluminium gebracht und in dieser Weise weiter geprüft. Die Befunde beziehen sich bei dieser Probe nur auf die letztere Anordnung. Tabelle 3 gibt die Resultate für die erste Probe, Tabelle 4 die für die zweite. In Kolumne 1 steht die Zeit in Tagen von der ersten Messung an gerechnet, in Kolumne 2 die gefundene Aktivität.

In der Fig. 4 sind die angegebenen Befunde graphisch dargestellt, und zwar entspricht Kurve 1 der ersten, Kurve 2 der zweiten Probe. Wie zu erwarten, ist der Anfangswert bei Kurve 2 größer als bei 1, denn das Präparat war ja einige Monate vorher hergestellt. Verlängert man die Kurven bis zur Ordinate Null, also zur α-Aktivität Null, so kann man erkennen, wie lange die Präparate schon hergestellt sein mußten, falls sie ursprünglich gar kein Radiothor enthielten. Es ergibt sich daraus das Alter der Probe 1 bei Beginn der Messung zu 25 Tagen, das von 2 zu etwa 85 Tagen.

Tabelle 3.

Zeit in Tagen	Aktivität
0	36,8
29	65,5
53	95,5
57	104
59	106,2
62	108,7
67	116,5
72	124,3
76	129
80	133,5
84	136,7
92	145
105	162,7
120	184,5
130	199,5
160	233,5
171	241
188	258,5
209	279,5
232	308
258	337
278	352
370	438
394	458
425	478
439	490
490	542
508	557

Tabelle 4.

Zeit in Tagen	Aktivität
0	49,3
4	50
7	52,1
15	57,2
23	61,2
32	65.6
36	69
48	74,7
63	84.5
70	90,9
103	109
111	111.9
127	118
137	122,2
149	130
172	136,9
199	153
218	162
310	195
334	205
365	211.5
379	213
430	241
448	244.5

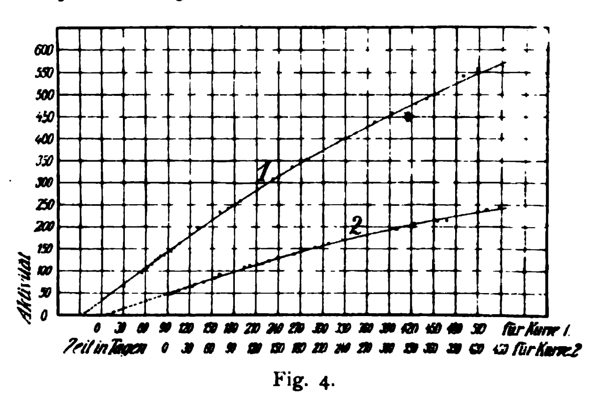


Fig. 4.

Die Kurven lassen sich nun leicht vergleichen mit der theoretisch zu erwartenden. Zu ihrer Berechnung dient die Rutherfordsche Gleichung:

$$Q = \frac{100\,\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right).$$

Hierin sind wiederum λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten für Mesothor und Radiothor. Unter Zugrundelegen der obigen Werte für die Halbierungskonstante haben wir also

$$\lambda_1 = 0{,}126 \text{ Jahre}^{-1}$$
$$\lambda_2 = 0{,}343 \text{ Jahre}^{-1}.$$

Durch Einsetzen beliebiger Werte für t erhält man die entsprechenden Werte für Q.

Das Maximum der Aktivität wird erreicht, wenn

$$\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}.$$

Hieraus ergibt sich für

$$t_{(\text{Max})} = \frac{\log \lambda_2 - \log \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1) \log e}$$

und durch Einsetzen der Werte für λ_1 und λ_2 erhält man

$$t_{(\text{Max.})} = 4{,}62 \text{ Jahre}.$$

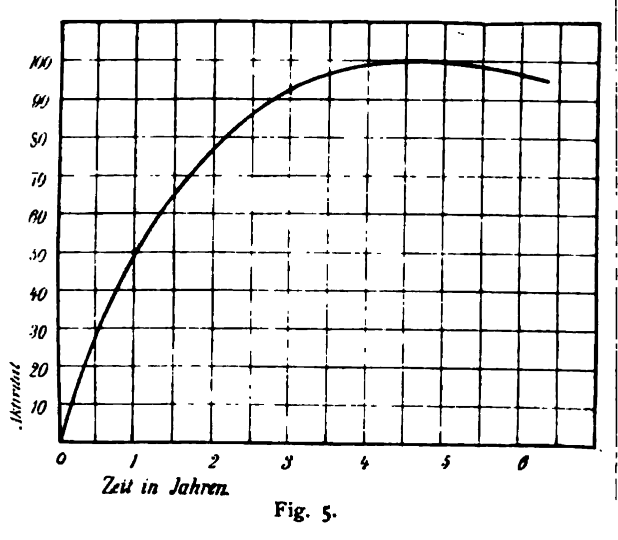


Fig. 5.

Fig. 5 gibt die aus obiger Gleichung abgeleitete Kurve für den Anstieg der α-Aktivität eines ursprünglich reinen Mesothorpräparats. Die von mir beobachteten Messungsdaten reichen natürlich nicht so weit zurück, um den ganzen Verlauf der Anstiegskurve zu kontrollieren. Ich habe daher in den Kurven 1 und 2 der Fig. 6 einen Teil der theoretischen Kurve, und zwar den Anfang, in vergrößertem Maße wiedergegeben. Auf die Dimensionen dieser Kurven lassen sich nun die Werte der Fig. 4 ohne Schwierigkeit umrechnen, wenn man zwei gleichen Zeiten entsprechende Punkte der experimentellen und der theoretischen Kurve einander gleich setzt und alle übrigen gefundenen Punkte entsprechend umrechnet. Dabei ist zu beachten, daß wir das Alter von der Aktivität Null an zu rechnen haben. In den angeführten Beispielen habe ich, den Befunden der Fig. 4 entsprechend, zu den früher gezählten Tagen in einem Falle 25, im andern 85 zuaddiert, um der theoretischen Kurve vergleichbare Werte zu bekommen. Welche Punkte der experimentellen und der theoretischen Kurve einander gleichgesetzt werden, ist prinzipiell gleichgültig. Im vorliegenden Falle habe ich für Kurve 1 den Wert nach 325, für Kurve 2 den nach 285 Tagen gleich gesetzt, welche Zeiten also den beobachteten Zeiten 300 und 200 Tagen entsprechen. Die erhaltenen Befunde sind in die theoretischen Kurven der Fig. 6 eingezeichnet.

Die Punkte auf Kurve 1 entsprechen der Mesothorprobe 1, die Punkte auf der identischen Kurve 2 entsprechen der Mesothorprobe 2.

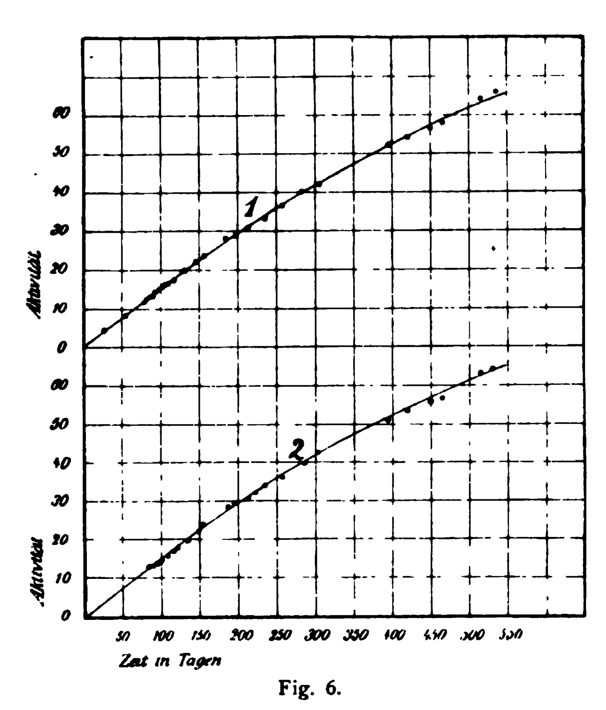


Fig. 6.

Man erkennt aus der Figur, daß mit wenigen Ausnahmen innerhalb der bis jetzt geprüften Zeit die experimentell gefundenen Zahlen den theoretischen sich gut anschließen, und wir haben auch hier wieder einen Beweis dafür, daß die Voraussetzungen, unter denen die theoretische Kurve konstruiert wurde, im allgemeinen gut erfüllt zu sein scheinen.

Zusammenfassung der Resultate.

Die Existenz des Zwischenproduktes Mesothorium ist auf dreierlei Weise indirekt und direkt bewiesen worden. Die Unterschiede in den Befunden für die Änderungen des Emanationsbetrages und der α-Aktivität verschieden alter Thorpräparate lassen sich erklären unter der Annahme einer konstanten α-Strahlung des eigentlichen Thoriums.

Es wurden für die Schwankungen der Aktivität verschieden alter Thorsalze theoretische Kurven konstruiert, deren Berechtigung durch Vergleich mit den experimentellen Zahlenbefunden kontrolliert wurde. Unter Zugrundelegung der bekannten Zerfallsperiode des Ra-

diothors (737 Tage) ergibt sich in Übereinstimmung mit Mc. Coy für die Zerfallsperiode des Mesothors rund 5,5 Jahre.

An ursprünglich radiothorfreien Mesothorpräparaten wurde der Anstieg der α-Aktivität $1\,{}^1/_2$ Jahre hindurch verfolgt. Die erhaltenen Kurven decken sich befriedigend mit der aus der bekannten Zerfallskonstante des Radiothors und der neu gewonnenen des Mesothors abgeleiteten Anstiegskurve.

Die schon früher gemachte Beobachtung, daß Mesothor β-Strahlen, aber keine α-Partikeln emittiert, wurde in allen Fällen bestätigt gefunden.

Die in jüngster Zeit nachgewiesene komplexe Natur des Mesothors hat auf die obigen Befunde keinerlei Einfluß. Es ist stillschweigend angenommen, daß überall da, wo von dem β-strahlenden Zwischenprodukt Mesothor die Rede ist, das Gemisch des strahlenlosen Thoriums 1 mit dem kurzlebigen β-strahlenden Thorium 2 zu verstehen ist.

Berlin, Chemisches Institut der Universität, 9. Mai 1908.

(Eingegangen 10. Mai 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten.

(Erwiderung an Herrn E. Rudolfi.)

Von W. Guertler.

In einem kürzlich erschienenen Heft dieser Zeitschrift[1]) bringt E. Rudolfi einen Aufsatz, in welchem er die von Matthiessen, Le Chatelier, Liebenow, Kurnakow und Zemczuzny und mir gegebenen Ausführungen abermals wiederholt, und zwar nebst den Ausstellungen, die R. Ruer seinerzeit speziell an meinen Arbeiten zu machen fand.[2]) Da die Wiedergabe dieser letzteren wohl der Zweck der Arbeit ist, möchte ich dieselbe hier kurz beantworten.

1. E. Rudolfi schreibt u. a.: „Guertler hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen." Ich empfehle Herrn Rudolfi, zur Orientierung meine von ihm angefochtenen Arbeiten zu lesen; er wird dann in beiden Liebenows Arbeit besprochen finden.[3]) Auch scheint der ihm bekannte, von mir vor dem Kongreß der Bunsengesellschaft im vergangenen Jahre gehaltene Vortrag[4]), der

1) Diese Zeitschr. 9, 198—201, 1908.

2) Cf. die verschiedenen Citate bei Rudolfi. Ich glaubte damals dieselben als Ausflüsse einer allzu persönlichen Animosität nicht beantworten zu sollen.

3) Cf. Zeitschr. f. anorganische Chemie 51, 401; 54, 59.

4) Abgedruckt in der Zeitschr. f. Elektrochemie 1907, S. 441—446.

fast ausschließlich eine eingehende Auseinandersetzung mit der Theorie Liebenows darstellt, seinem Gedächtnis momentan entfallen zu sein.

2. An einer anderen Stelle wendet sich der Verfasser gegen meine Ausführungen, in denen ich über die von Le Chatelier gegebenen Gesetzmäßigkeiten[1]) hinausgehe, und betont, daß R. Ruer verschiedene Fälle angeführt habe, wo die Unvollständigkeit der zurzeit vorliegenden Untersuchungen, sei es in metallographischer Hinsicht, sei es in elektrischer, noch verschiedene Deutungen — jede für sich in vollem Einklang mit der Theorie — zulasse. Ich selbst kann diese Beispiele noch erheblich vermehren. Ich empfehle dem Herrn Verfasser zur Einsicht, was ich selbst unlängst[2]) über die Unvollständigkeit desjenigen Versuchsmaterials sagte, das sich als positive Stütze der Theorie nur teilweise verwenden, teilweise dagegen die bestehenden speziellen Fragen noch unentschieden läßt. Solche bestehenden Unsicherheiten, die zugestandenermaßen mangelnder Genauigkeit der Untersuchungen, nicht mangelnder Präzision der Theorie zur Last fallen, gegen dieselbe anzuführen, bedeutet einen Mangel an Logik oder Objektivität.

Daß bezüglich der beiden bei den Kupfer-Gold-Legierungen möglichen Deutungen, die zuerst (auf Grund der bis dahin vorliegenden metallographischen Untersuchungen von Roberts) von mir angenommene, neuerdings (auf Grund der neuesten präziseren Untersuchungen von Kurnakow und Zemczuzny) durch die andere zu ersetzen ist, finden die Herren ebenfalls bereits von mir selber ausführlich dargelegt.[3])

3. Es wird ferner mein Vorschlag, den Temperaturkoeffizienten zur Ermittlung der Konstitution zu verwenden, bedenklich gefunden. Hätte sich der Herr Verfasser die Fig. 5 u. 6[4]) und den dazugehörigen Text in meiner Arbeit angesehen, so würde er wohl bemerkt haben, daß die monierten Abweichungen von der exakten Gesetzmäßigkeit (deren Besprechung übrigens ebenfalls ich selber ein ganzes Kapitel widme) nicht derart sind, daß sie die allgemeine charakteristische Kurvengestalt und die Deutlichkeit der Knicke, die zur Erkennung

1) Auch über diese ist Rudolfi sich nicht ganz klar, denn er zitiert eine von Le Chatelier aufgestellte Vermutung als ein von ihm gegebenes Gesetz und vergißt oder übersieht, daß Le Chatelier dieselbe durch die Worte „il semble que" einleitet, und den ihr entsprechenden tatsächlichen Verhalt nur in zwei Fällen für schwer bestreitbar hält. Auch übersieht Rudolfi, daß das von ihm auf S. 199 (erste Spalte) bei Erklärung seiner Fig. 3 ausgeführte in Wahrheit nicht Le Chateliers, sondern meinen Ausführungen (cf. Zeitschr. f. anorgan. Chemie 51, 404, 405 u. 430) entnommen ist.

2) Jahrbuch f. Radioaktivität u. Elektronik 5, 40.

3) Cf. Jahrbuch f. Radioaktivität u. Elektronik 5, 45 u. 46.

4) Zeitschr. f. anorgan. Chemie 54, 69 u. 70.

der Konstitution dienen sollten, im geringsten beeinträchtigen.[1])

4. Gegen Schluß findet sich dann noch die Stelle: „Wir (offenbar sind E. Rudolfi und R. Ruer gemeint) erkennen daher, daß Guertler irrt, wenn er zu dem Resultat kommt, die von Matthiessen und Vogt gegebene Gesetzmäßigkeit sei im Vergleich mit der von Barus gegebenen als die ‚einzig allgemeingültige und exaktere' anzusehen", und weisen mich zugleich auf verschiedene Ausnahmen in Matthiessens Gesetz hin. Bei Lektüre meiner angefochtenen Arbeit hätten jedoch die Herren ein ganzes Kapitel finden können mit der Überschrift: „Ausnahmen von Matthiessens Gesetz". Sie hätten vielleicht auch erkannt, daß im Rahmen meiner betr. Ausführungen „allgemein gültig" besagen soll: „über das ganze Konzentrationsdiagramm von 0—100 Proz. gültig".

Es tut mir leid, daß Herr E. Rudolfi seine wertvolle Mühe anläßlich seines plötzlichen und akuten Interesses für die Leitfähigkeit der Metallegierungen nicht dazu verwendet hat, vielleicht etwas zur Förderung der vielen interessanten Fragen beizutragen.

1) Cf. dazu ebendort S. 80—85.

Berlin, Techn. Hochschule, April 1908.

(Eingegangen 5. Mai 1908.)

Über das Sprühen von Kondensatoren.

(Entgegnung auf die Bemerkungen von G. Benischke, diese Zeitschr. 8, 924, 1907.)

Von W. Eickhoff.

Auf die Bemerkungen von Herrn Benischke gestatte ich mir im Einverständnis mit Herrn Professor Zenneck das Folgende zu erwidern.

I. Herr Benischke sagt l. c.: „Das Sprühen ist natürlich[1]) nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen, also ein Nebenschluß zum Kondensator."

Es ist eine alte Regel, daß die Worte „natürlich" und „selbstverständlich" meist dann gebraucht werden, wenn man keine Gründe anzugeben weiß. Ich vermutete, daß auch im vorliegenden Falle keine Ausnahme von dieser Regel vorliegt und frug deshalb bei Herrn Benischke nach den experimentellen Grundlagen dieser Behauptung an (diese Zeitschr. 9, 202, 1908). Die Antwort[2]) des Herrn Benischke hat meine Vermutung durchaus bestätigt[1]): daß das Sprühen nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen ist, scheint für ihn ein Dogma zu sein, dessen Richtigkeit er durch keine Gründe stützen zu müssen glaubt.

Die Frage, um die es sich handelt, ist die: ist unter den Bedingungen, unter denen meine Versuche ausgeführt wurden[2]), das Sprühen, das man an den unbelegten Rändern der Kondensatoren beobachtet (vgl. die photogr. Ab-

1) „natürlich" von mir gesperrt gedruckt.

2) Diese Antwort (Brief vom 15./3. 08) ging mir durch die Redaktion dieser Zeitschrift zu. Ich habe Herrn Benischke geschrieben: Da sowohl sein Angriff als meine Anfrage öffentlich gewesen sei, so nehme ich an, daß er damit einverstanden sei, wenn ich seine Antwort der Redaktion dieser Zeitschrift zur Veröffentlichung übergebe. Herr Benischke hat dies abgelehnt. Er schreibt (Brief vom 31./3. 08): . . „teile ich Ihnen mit, daß ich auf Ihre Anfrage . . . öffentlich nicht erwidere, weil sie nichts Sachliches enthält, sondern nur der Anfang eines Wortstreites sein würde". Für die letztere Behauptung gibt Herr Benischke keinen Grund an. Daß die Anfrage tatsächlich mehr Sachliches enthielt, als vermutlich Herrn Benischke angenehm war, geht aus dem folgenden hervor.

1) Brief vom 15./3. 08: „Herr Eickhoff wünscht experimentelle Grundlagen

1. dafür, daß das Sprühen ein Stromübergang zwischen den Kondensatorplatten, also ein Nebenschluß zum Kondensator ist. Das heißt also, ich soll experimentelle Grundlagen dafür bringen, daß elektrische Entladungen Strom führen, daß der Strom in diesem Fall den Weg

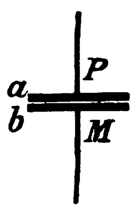


Fig. 1.

$P\ a\ b\ M$ nimmt und daß dieser im Nebenschluß zu dem Verschiebungsstrom im Dielektrikum liegt!

2. dafür, daß in einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion das Strommaximum $J = \frac{E}{w}$ d. h. unabhängig von der Größe der Kapazität ist. Es handelt sich doch nur um das Maximum. Natürlich muß mit C auch L entsprechend geändert werden $\left(L = \frac{1}{\omega^2 C}\right)$, sonst hat man eben nicht das Maximum.

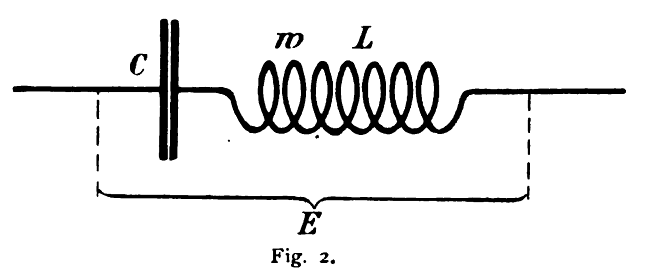


Fig. 2.

Diese beiden Verlangen sind gleichartig damit, ich solle experimentelle Grundlagen für den Begriff „Nebeneinanderschaltung" und für das Ohmsche Gesetz bei Selbstinduktion und Kapazität erbringen!"

2) Leidener Flaschen aus Flintglas, von 5 mm Dicke, bei denen der obere unbelegte Rand eine Höhe von 7 cm hatte.

bildung Fig. 2 meiner Arbeit) und die Deformation der Resonanzkurve, die stets durch das Sprühen der Kondensatoren hervorgerufen wird, die Folge eines Stromübergangs zwischen den Kondensatorbelegungen?

Die Frage ist zu verneinen, sobald sich nachweisen läßt, daß sowohl das Sprühen, als die Veränderung der Resonanzkurve erhalten bleibt auch dann, wenn man einen Stromübergang zwischen beiden Belegungen unmöglich macht.

Eine Anordnung, mit welcher sich dieser Nachweis erbringen läßt, ist die folgende: man belegt eine Leidener Flasche so wie es der

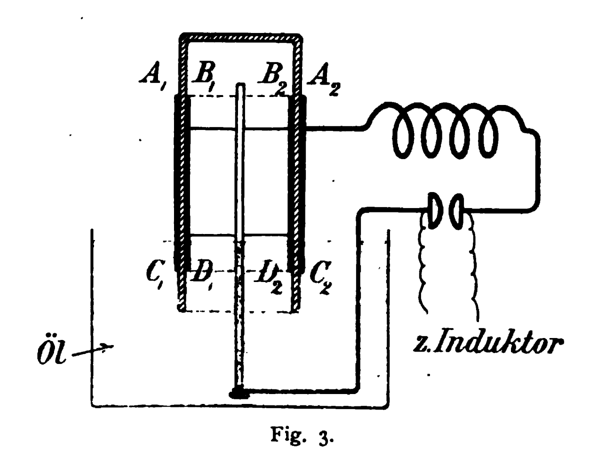


Fig. 3.

Querschnitt Fig. 3 zeigt, daß oben und unten ein unbelegter Rand übrig bleibt. Man stellt dann die Flasche mit dem offenen Rande in dickflüssiges, gut isolierendes Öl: es ist dann weder zwischen den oberen Rändern ($A_1 B_1$ bzw. $A_2 B_2$) noch zwischen den unteren ($C_1 D_1$ bzw. $C_2 D_2$) ein Stromübergang möglich, solange die Spannung nicht so hoch gesteigert wird, daß ein Durchschlagen des Dielektrikums stattfindet.

Eine solche Leidener Flasche wurde als Kondensator in einem Kondensatorkreis (Fig. 3) verwendet und dessen Schwingungen durch Laden mit einem Funkeninduktor erregt.[1]) Es ergab sich

1. daß an dem oberen Rande ($A_1 A_2$, $B_1 B_2$) das Sprühen genau so stattfindet, wie bei gewöhnlichen Leidener Flaschen, obwohl an diesem Rande ein Stromübergang zwischen den beiden Belegungen unmöglich ist;

2. daß die Veränderung der Resonanzkurve qualitativ und quantitativ genau dieselbe ist wie bei Leidener Flaschen, die in der gewöhnlichen Weise beklebt sind. In Fig. 4 sind z. B. Reso-

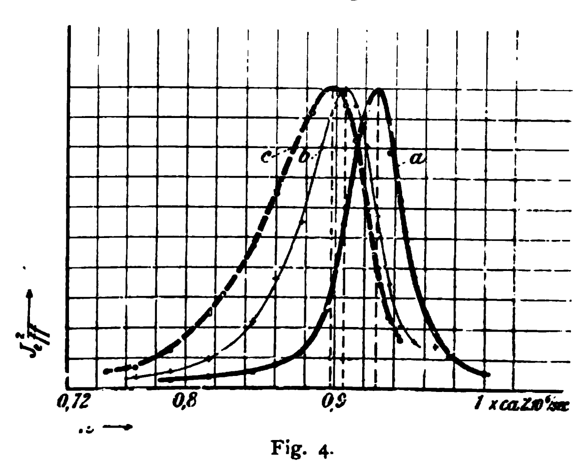


Fig. 4.

nanzkurven (*b* und *c*) reproduziert, die unter diesen Umständen erhalten wurden, *b* bei geringerer, *c* bei größerer Spannung: sie zeigen gegenüber der Resonanzkurve *a* bei nicht sprühenden Kondensatoren genau dieselben Abweichungen, wie ich sie früher (diese Zeitschr. **8**, 567, 1907) bei Leidener Flaschen der gewöhnlichen Anordnung beschrieben hatte.

Das Resultat ist also: Das Sprühen der Kondensatoren und die dadurch hervorgerufene Änderung der Resonanzkurve tritt auch dann ein, wenn ein Stromübergang zwischen den Kondensatorbelegungen ausgeschlossen ist. Die Behauptung des Herrn Benischke, daß das Sprühen nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen sei, ist also unrichtig.

II. Herr Benischke behauptet 1. in einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion trete durch Vergrößerung der Kapazität unter sonst gleichen Umständen eine Verminderung des Strommaximums nicht ein; 2. durch das Sprühen werde eine solche tatsächlich bewirkt. Unter Strommaximum ist, wie aus dem Zusammenhang unzweifelhaft hervorgeht, das Maximum des Stroms in demjenigen Systeme zu verstehen, in welchem sich die sprühenden Kondensatoren befinden.

Auch diese beiden Behauptungen waren von Herrn Benischke ohne jede Begründung aufgestellt worden. Ich frug deshalb nach den experimentellen Grundlagen derselben an. In seiner Antwort beruft sich Herr Benischke bezüglich 1. auf „das Ohmsche Gesetz bei Kapazität und Selbstinduktion", bezüglich 2. auf meine eigenen Messungen.[1])

1) Für die Ausführung dieser Versuche am Braunschweiger physik. Institut bin ich Herrn A. Espinosa de los Monteros zu großem Dank verpflichtet. — Daß bei diesen Versuchen nicht etwa trotz des Öls ein Stromübergang zwischen den unteren Belegungen ($C_1 D_1$ bzw. $C_2 D_2$) der Grund der Erscheinung war, wurde besonders kontrolliert. Die Leidener Flasche wurde zu dem Zweck ersetzt durch eine andere, die auch oberhalb A_1 B_1 A_2 B_2 vollkommen beklebt war: man erhielt dann sofort die normale Resonanzkurve.

1) Brief vom 15/3. 08: „Daß durch das Sprühen eine Verminderung des Strommaximums bewirkt wird, hat doch auch Herr Eickhoff in seiner Arbeit S. 564, 1907 selbst

Tatsächlich war meine Versuchsanordnung die folgende. In dem Kondensatorkreis, der den sprühenden Kondensator enthielt, wurden durch einen Funkeninduktor dessen Eigenschwingungen erregt. Dieser Kondensatorkreis induzierte in extrem loser Koppelung auf einen Meßkondensatorkreis von variabler Kapazität; in diesem wurde der Stromeffekt bestimmt und in gewöhnlicher Weise die Resonanzkurve aufgenommen.

Ich habe demnach in dem Kreis, der den sprühenden Kondensator enthielt, überhaupt keine Strommessung gemacht, demgemäß auch nie behaupten können, daß durch das Sprühen eine Verminderung des Strommaximums — es könnte sich nur um die Stromamplitude handeln — hervorgerufen werde. Man kann auch nicht indirekt aus meinen Messungen einen Schluß ziehen auf eine Änderung der Stromamplitude im Primärkreis, da der Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz außer von der Stromamplitude auch noch von dem Dekrement des Primärkreises abhängt, sich also auch dann ändert, wenn die Stromamplitude konstant bleibt, das Dekrement aber geändert wird. Ebenso bringt jedes Schwanken der Wechselzahl im Primärkreis eine Änderung des Stromeffekts im sekundären hervor.

Was dann „das Ohmsche Gesetz bei Selbstinduktion und Kapazität" betrifft, das Herr Benischke beizieht, so gibt dies bekanntlich den Strom $\mathfrak{J}$, wenn auf einen Kondensatorkreis eine äußere ungedämpfte EMK. E wirkt und der Kondensatorkreis damit in Resonanz ist[1] $\left(\omega L = \frac{1}{\omega C}\right)$; es gilt auch in diesem Fall nur, wenn die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises abgelaufen sind und damit der stationäre Zustand eingetreten ist.

Irgendwelche Beziehung zu meiner Anordnung besitzt aber das Gesetz in der von Herrn Benischke angezogenen Form nicht: es gilt weder für den Primärkreis noch für den sekundären. Auf den Primärkreis wirkt überhaupt keine äußere EMK., auf den Sekundärkreis wirkt eine, aber sie ist nicht ungedämpft und das Strommaximum im Sekundärkreis bestimmt sich nicht durch die Beziehung $\mathfrak{J} = \frac{E}{w}$, ganz gleichgültig, ob man unter Strommaximum das Maximum der Stromamplitude oder des Stromeffekts versteht. Für die Stromamplitude gilt bei Resonanz

schon konstatiert. Weshalb braucht er noch eine Bestätigung von mir?"

1) Oder was auf dasselbe hinauskommt, wenn zwischen den Endpunkten einer Leitung mit Kapazität C und Selbstinduktion L eine Spannung E besteht und die Wechselzahl derart ist, daß $\omega L = \frac{1}{\omega \varepsilon}$ (Fig. 2) ist.

$$\mathfrak{J} = \frac{E}{2L(\delta_1 - \delta_2)},$$

für den Stromeffekt

$$\mathfrak{J}_{eff}^2 = b\frac{E^2}{16L^2} \cdot \frac{1}{\delta_1\delta_2(\delta_1+\delta_2)}$$

(δ_1, δ_2 Dämpfungsfaktor von Primär- bzw. Sekundärkreis, b Entladungszahl).

Das Resultat ist also: der zweite Einwand von Herrn Benischke beruht entweder darauf, daß er meine Anordnung völlig mißverstanden hat[1]), oder darauf, daß er die Beziehungen, welche für die Wirkung eines gedämpft schwingenden Systems auf ein anderes gelten, nicht kennt.

III. Herr Benischke behauptet, durch das Parallelschalten einer geeigneten Geißlerröhre zum Kondensator wäre ein gleiches qualitatives Ergebnis wie durch das Sprühen erzielt worden.

Auch für diese Behauptung hat Herr Benischke keine Begründung angegeben. Auf meine Anfrage nach den experimentellen Grundlagen dieser Behauptung beruft sich Herr Benischke[2]) auf Versuche in seinem Laboratorium, über die er aber bestimmte Zahlen nicht angeben könne, da die Versuche ohne „weitere Aufzeichnung von Messungen" verlassen worden seien. Darüber, wie die Anordnung bei diesen Messungen war, auch darüber, wie eine Röhre beschaffen sein muß, um zu den „geeigneten" zu gehören, hat Herr Benischke sich nicht geäußert.

Nachdem ich schon vor meiner ersten Mitteilung Messungen mit Geißlerröhren parallel zu Kondensatoren gemacht hatte, sind nun im Braunschweiger physikalischen Institut[3]) Messungen mit Geißlerröhren der verschiedensten Form, von dem verschiedensten Evakuationsgrad, mit den verschiedensten Elektroden (auch mit Quecksilberelektroden) und bei den verschie-

1) Der ganze Einwand scheint mir darauf hinzudeuten, daß Herr Benischke meinte, ich habe die sprühenden Kondensatoren im Sekundärsystem gehabt. Richtig würde sein Einwand auch dann nicht sein, aber es würde dann auch seine Bemerkung, „daß das Sprühen häufig erst bei Resonanz eintritt", verständlich werden; bei meiner Anordnung hat diese Bemerkung gar keinen Sinn.

2) Brief vom 15./3. 08: „Daß durch das Parallelschalten einer „geeigneten" Geißlerröhre oder sonst einer Entladungsröhre dasselbe qualitative Ergebnis eintritt, wie bei Entladungen (Sprühen) durch gewöhnliche Luft, weiß ich aus den in meinem Laboratorium bei der A.E.G. durch 2 Jahre fortgesetzten Versuchen . . . . . Bestimmte Zahlen kann ich nicht angeben — ich habe daher auch nur vom „qualitativen Ergebnis" gesprochen — weil in einem Fabrikslaboratorium solche Untersuchungen nicht Selbstzweck sind und daher ohne weitere Aufzeichnung von Messungen verlassen werden, wenn sich nichts praktisch Brauchbares daraus ergibt."

3) Diese Versuche sind durch Herrn A. Espinosa de los Monteros unter Leitung von Herrn Prof. Zenneck ausgeführt worden. — Die Kurven Fig. 6 wurden mit einer Heliumröhre (zylindrische Elektroden) erhalten.

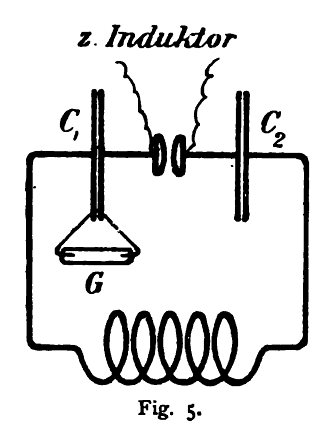


Fig. 5.

densten Anfangsspannungen gemacht worden. Die Anordnung war dabei diejenige von Fig. 5 (G = Geißlerröhre, Kapazität von C_1 u. C_2 = ca. 2000 cm, Wechselzahl = ca. $1,2 \cdot 10^6$/sec; von den Schwingungen wurden in üblicher Weise die Resonanzkurven aufgenommen.

Sämtliche Resonanzkurven gehörten einem der in Fig. 6, Kurve *b, c, d* dargestellten Typen

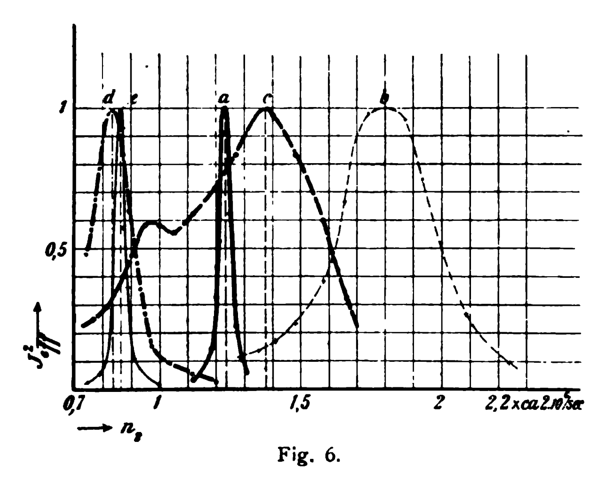


Fig. 6.

oder Zwischenform zwischen denselben an, und zwar entspricht Kurve *b* dem Fall, wenn verhältnismäßig wenig Strom durch die Röhre hindurchgeht, Kurve *d* dem Fall, daß der Strom durch die Röhre sehr groß ist; der Kondensator C_1 erscheint dann praktisch kurzgeschlossen (Kurve *e* ist die Resonanzkurve des Kreises, wenn der Kondensator C_1 durch einen Draht kurzgeschlossen war). Die Kurve *c* erhält man, wenn der Stromdurchgang durch die Röhre zwischen den beiden extremen Fällen *b* und *d* liegt.

Einige Ähnlichkeit mit den Resonanzkurven, wie man sie bei einem sprühenden Kondensator bekommt, hat nur Kurve *c*: sie zeigt gegenüber der Resonanzkurve des Kreises ohne Geißlerröhre (Kurve *a*) in der Tat Abweichung wie bei einem sprühenden Kondensator: asymmetrischen Verlauf und Verschiebung des Scheitelpunkts (Resonanzpunkts). Aber die Richtung, in welcher der Resonanzpunkt verschoben erscheint, ist gerade entgegengesetzt derjenigen bei sprühenden Kondensatoren. Bei den letzteren ist es die Richtung der kleineren Wechselzahlen, bei der parallel geschalteten Geißlerröhre die Richtung der größeren Wechselzahlen.

Man mag also dem Ausdruck „gleiches qualitatives Ergebnis" eine so allgemeine Deutung geben als man will, sicherlich wird niemand von einem „gleichen qualitativen Ergebnis" reden wollen, wenn nicht einmal der Sinn, in dem die beobachteten Resonanzkurven von der normalen abweichen, in beiden Fällen derselbe ist.

Das Resultat ist also:

Ausgedehnte Versuche mit den verschiedensten Geißlerröhren und bei den verschiedensten Spannungen haben in keinem Falle Resonanzkurven ergeben, die mit den bei sprühenden Kondensatoren beobachteten auch nur qualitativ übereinstimmten. Wenn also Herr Benischke das Gegenteil behauptet, so ist man berechtigt, diese Behauptung solange als unrichtig anzusehen, bis er für dieselbe durch eingehende Mitteilung über einwurfsfreie Versuche Belege beibringt.

(Eingegangen 4. April 1908.)

Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes.

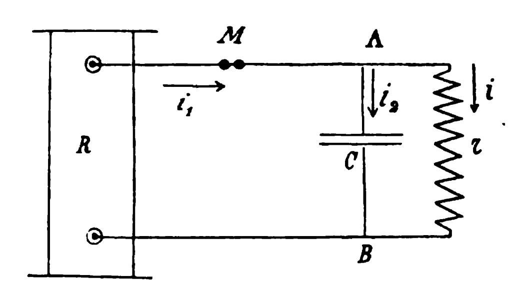
Von O. M. Corbino.

1. In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, daß der Sekundärstrom eines mit Wehneltunterbrecher betriebenen Ruhmkorff-Induktors bei Einschaltung einer Funkenstrecke, selbst von geringer Länge, deutlich einseitig im Sinne des Öffnungsstromes ist. Er zeigt einen geradlinigen Verlauf und dauert einen beträchtlichen Bruchteil der Unterbrecherperiode hindurch an. Nur bei ganz kurzen Funken wird der Strom zweiseitig.

Ein derartiger sehr hoch gespannter pulsierender Strom läßt sich mit der in Figur dargestellten Anordnung praktisch konstant machen.

R ist ein Induktor von kleinen Abmessungen, dessen Primärkreis durch einen Wehneltunterbrecher unterbrochen wird, und dessen Sekundäre, wie die Figur zeigt, durch das Funkenmikrometer *M* mit dem induktionsfreien Wider-

1) O. M. Corbino, Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff, Atti Assoc. Elettrot. Ital., 1907, Heft 3, Kap. 3.



stand r und dem Kondensator C verbunden ist. Bei jeder durch M gehenden Öffnungsentladung wird der Kondensator eine gewisse Elektrizitätsmenge erhalten, welche zum Teil längs des Widerstandes r in dem Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen verlaufen wird, während der Rest sich in dem Kondensator ansammeln wird. Die folgenden Entladungen werden die Potentialdifferenz zwischen A und B zu erhöhen suchen. In sehr kurzer Zeit wird aber ein stetiger Verlauf erreicht werden, bei welchem mit jeder Entladung der Unterbrechungsstelle M ebensoviel Elektrizität zugeführt wird, wie längs r in dem Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen fließt.

2. Um das Gesetz für die zeitliche Änderung der Stromstärke i im Zweige r und die Natur ihrer größten Änderungen zu erhalten, bezeichnen wir mit i_2 die Stromstärke im Kondensatorzweige und mit i_1 die durch das Spinterometer und die Sekundärspule des Induktors fließende Stromstärke.

Der Strom i_1 wird nach dem Voraufgegangenen bis zu seinem Verschwinden durch

$$i_1 = A - Bt \tag{1}$$

dargestellt werden, wo A den Wert bezeichnet, welcher bei der Unterbrechung fast augenblicklich erreicht wird. Der Strom verschwindet nach der Zeit

$$\tau = \frac{A}{B} \tag{2}$$

und behält den Wert Null von diesem Augenblicke an bis zu einer neuen Unterbrechung. Mit hinreichend kurzer Funkenstrecke und einer genügend kleinen zugeschalteten Induktanz im Primärkreise kann man erreichen, daß τ merklich gleich der ganzen Periode der Unterbrechungen wird[1]); dann gilt Gleichung (1) während der ganzen Periode.

Für i_2 und i gilt:

$$i = i_1 - i_2 = \frac{v}{r}, \tag{3}$$

wo v die Potentialdifferenz an den Enden A und B des Kondensators bezeichnet. Es ist aber

$$v = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_2\,dt,$$

wo V den Wert der Potentialdifferenz am Ende jeder Periode beim stationären Verlaufe bezeichnet. Es ist also:

$$ri = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_2\,dt,$$

also nach (3):

$$ri + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt,$$

und nach (1):

$$ri + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt = V + \frac{1}{C}\left(At - \frac{Bt^2}{2}\right).$$

Diese Gleichung wird für jeden Wert von V erfüllt, wenn man

$$i = A - Bt + BCr + \left[\frac{V}{r} - (A + BCr)\right]e^{-\frac{1}{Cr}t} \tag{4}$$

setzt. Diese Beziehung gestattet auch, den Wert von V im stationären Verlaufe zu bestimmen, wenn man festsetzt, daß die Stromstärke nach der durch (2) bestimmten Zeit τ (gleich der Periode) den Wert $\frac{V}{r}$ wieder erreicht, den sie zur Zeit Null besitzt.

Zu diesem Zwecke muß man $e^{-\frac{1}{Cr}t}$ in eine Reihe entwickeln und dabei beachten, daß man für hohe Werte des Produktes Cr und für sehr hohe Unterbrechungszahlen, wenn t kleiner ist als die Periode, $\frac{1}{Cr}t$ als sehr klein annehmen kann, wenigstens soweit dies nötig ist, um die Entwicklung mit dem Gliede vom zweiten Grade von $\frac{1}{Cr}t$ abzubrechen. Man erhält dann:

$$e^{-\frac{1}{Cr}t} = 1 - \frac{1}{Cr}t + \frac{1}{2C^2r^2}t^2,$$

und es ist leicht ersichtlich, daß für

$$C = 5 \text{ Mikrofarad}$$
$$r = 2000 \text{ Ohm}$$
$$t < \frac{1 \text{ sec}}{1000}$$

das Glied vom dritten Grade in der Entwicklung kleiner als $\frac{1}{2000000}$ ist.

Durch Einsetzen in Gleichung (4) erhält man:

$$i = \frac{V}{r} - Bt + \left(BCr + A - \frac{V}{r}\right)\left(\frac{1}{Cr}t - \frac{1}{2C^2r^2}t^2\right). \tag{5}$$

Wenn für

$$t = \tau = \frac{A}{B}$$

1) O. M. Corbino, a. a. O.

die Gleichung

$$i = i_0 = \frac{V}{r}$$

erfüllt sein soll, muß somit

$$A = \frac{2V}{r}\left(1 + \frac{\tau}{2Cr}\right) \qquad (6)$$

sein, wodurch das Potential V beim stationären Zustande bestimmt ist.

Drückt man alles als Funktion von V aus, setzt man also in Gleichung (5) für A den Wert aus Gleichung (6) und für B den entsprechenden Wert

$$B = \frac{A}{\tau} = \frac{2V}{r\tau}\left(1 + \frac{\tau}{2Cr}\right)$$

ein, und behält man nur die Glieder zweiten Grades von $\frac{1}{Cr}t$ oder $\frac{1}{Cr}\tau$ bei, so erhält man schließlich:

$$i = \frac{V}{r}\left\{1 + \frac{1}{Cr}t\left[1 + \frac{\tau}{Cr} - \frac{t}{\tau} - \frac{1}{Cr}t\right]\right\}. \qquad (7)$$

Aus dieser Gleichung kann man $\frac{di}{dt}$ erhalten, nämlich:

$$\frac{di}{dt} = \frac{V}{r}\left\{\frac{1}{Cr} + \frac{\tau}{C^2r^2} - \left(1 + \frac{Cr}{\tau}\right)\frac{2}{C^2r^2}t\right\}, \qquad (8)$$

und diese Beziehung sagt aus, daß $\frac{di}{dt}$ eine mit der Zeit abnehmende lineare Funktion ist, welche für

$$t = \frac{\tau}{2}$$

den Wert Null annimmt.

Somit ergibt sich i als bestehend aus einem konstanten Teile, $\frac{V}{r}$, und aus einem parabolisch wachsenden Teile, welcher nach einer halben Periode einen Höchstwert erreicht, danach wieder abnimmt und am Ende der Periode wieder den Wert Null erreicht, gegeben und

$$i_{\frac{\tau}{2}} = \frac{V}{r}\left[1 + \frac{1}{4Cr}\tau\left(1 + \frac{\tau}{Cr}\right)\right]$$

ist die gesamte Amplitude des variabeln Teiles, die auf den Minimalwert von i gleich $\frac{V}{r}$ bezogen ist und merklich von $\frac{\tau}{4Cr}$ bestimmt wird. Wenn also

$$C = 5 \text{ Mikrofarad,}$$
$$r = 2000 \text{ Ohm,}$$
$$t < \frac{1 \text{ sec}}{1000}$$

sein würde, so würde die gesamte relative Schwankung von i nur $\frac{1}{2000}$ sein, so daß man i als praktisch konstant ansehen kann.

3. Wenn sich der Ersatz der Ladung auf dem Kondensator C statt während der ganzen Periode nur während eines Bruchteiles einer solchen vollziehen würde, so würde die relative Schwankung von i etwas größer sein. Aber selbst in dem Grenzfall, daß dieser Ersatz in einem unendlich kleinen Bruchteil der Periode erfolgte, kann diese Schwankung den Wert $\frac{\tau}{Cr}$ nicht überschreiten. Das ergibt sich leicht aus dem Gesetz, welches die aperiodische Entladung eines Kondensators beherrscht, und aus der Voraussetzung, die wir über die Größenordnung von $\frac{\tau}{Cr}$ gemacht haben.

Die nahezu konstante Spannung V an den Enden des Kondensators kann für einen bestimmten Wert von A mit wachsendem r beliebig hoch steigen, wie sich aus Gleichung (6) ergibt; sie wird nur durch den Durchschlagswiderstand des Kondensators begrenzt.

4. Für die Verwirklichung der oben besprochenen Anordnung habe ich die kleinen Ruhmkorffschen Induktorien, die Funken von einigen Zentimetern liefern können, besonders geeignet gefunden. Sie können sehr gut mit Wehneltunterbrecher arbeiten, wenn man Sorge trägt, in den Primärkreis eine kleine Selbstinduktion hinzuzuschalten und zu einer Platinanode von geringer Oberfläche zu greifen, so daß die mittlere Primärstromstärke nicht übermäßig groß wird. Um ein Versagen des Unterbrechers zu vermeiden, empfiehlt es sich, in den Primärstromkreis anfangs eine beträchtliche Selbstinduktion einzuschalten, die man dann ausschalten kann, wenn der Unterbrecher zu arbeiten begonnen hat.

Auf diese Weise erhält man leicht etwa 2000 Unterbrechungen in der Sekunde, und der Unterbrecher kann lange arbeiten, wenn man den Elektrolyten mit den bekannten Methoden kühlt. Die Stromstärke im Zweige r ist ziemlich hoch und schwankt wenig mit r; man kann somit durch Erhöhung von r zu tatsächlich sehr hohen Spannungen gelangen, immer innerhalb der Sicherheitsgrenzen des Kondensators. Ein kleines Vakuumrohr, dessen Elektroden geeigneten Abstand haben, kann als Ventil dienen; liegt es nämlich dauernd im Nebenschluß zum Kondensator, so geht die Entladung durch *es* hindurch, wenn die Spannung einen bestimmten Wert überschreitet. Für das Spinterometer M ergibt sich der geeignetste Elektrodenabstand aus der Erfahrung; bei zu kleinem Abstand gehen auch die Schließungsströme hindurch, und der Kondensator lädt sich wenig — bei zu großem Abstand wird die bei jeder Entladung in Bewegung gesetzte Elektrizitätsmenge klein; überdies wird der Verlauf durch den unregelmäßigen Funkenüber-

gang infolge der entstehenden heißen Luftströmungen inkonstant. Man geht daher zweckmäßig nur wenig über den Abstand hinaus, bei welchem auch die Schließungsströme übergehen.

5. Da mir bei meinen Versuchen kein Kondensator zu Gebote stand, welcher hohen Spannungen stand zu halten vermochte, so mußte ich mich auf eine Spannung von 1200 Volt beschränken, und selbst so mußte ich noch, um den Paraffinpapierkondensator des hiesigen Instituts nicht zu gefährden, mit ihm einen Satz von vier Aluminiumkondensatoren in Reihe schalten, die untereinander gleichfalls in Reihe geschaltet und anfänglich bei 150 Volt formiert waren. Diese hatten keinen unendlich großen inneren Widerstand, und die ganze Potentialdifferenz würde sich daher auf die Enden des ersten übertragen haben; deshalb wurde zwecks gleichmäßiger Spannungsverteilung von diesem ein Widerstand ϱ von etwa 20000 Ohm abgezweigt. Im stationären Zustand lagen somit an den Enden des Papierkondensators 600 Volt und 600 Volt an den Enden des Systems elektrolytischer Kondensatoren. Die Kapazität beider Kondensatoren war auch gleich.

Der Induktor R konnte Funken von einigen Zentimetern liefern. Sein Primärkreis war verbunden mit einer weiteren Selbstinduktion, welche nach eingeleitetem Betriebe teilweise ausgeschaltet wurde, ferner mit einer Sammlerbatterie von 76 Volt und mit dem Wehneltunterbrecher. Letzterer bestand aus einem 0,65 mm starken und 6 mm langen Platindraht, der in eine Glasröhre eingeschmolzen war und in Wasser tauchte, das mit Schwefelsäure angesäuert war (Dichte 1,15). Die Spinterometerkugeln hatten einen Abstand von etwa 2 mm; dabei zeigte der Funkenübergang eine bemerkenswerte Regelmäßigkeit und Beständigkeit. Auf diese Weise wurden an den Klemmen A und B 1200 Volt erhalten bei einer durch den Widerstand ϱ und die Aluminiumkondensatoren fließenden Nutzstromstärke von etwa 25 Milliampere.

Mit dem Paraffinpapierkondensator allein und einem Widerstand r (Fig. S. 409), an dessen Enden AB 600 Volt nicht überschritten wurden, floß durch den Zweig r ein konstanter Strom von ungefähr 30 Milliampere. Dieser schwankte sehr wenig mit r; beispielsweise nahm, wenn r von Null bis auf 20000 Ohm gesteigert wurde, die Stromstärke nur von 35 auf 30 Milliampere ab.

Es ist übrigens klar, daß man viel ansehnlichere Ergebnisse erzielen muß, wenn man über Hochspannungskondensatoren und über Induktorien verfügt, welche Sekundärströme von größerer mittlerer Stromstärke liefern. Beispielsweise erhielt ich mit zwei Ruhmerschen Kondensatoren in Reihenschaltung bei passender Erhöhung des Widerstandes r im Arbeitsstromkreise ungefähr 6000 Volt.[1]) Der kleinere Wert, den in diesem Falle die Kapazität C erhält, kann die schnellen Schwankungen der Stromstärke i auch nicht größer machen, denn diese Schwankungen hängen ja, wie Gleichung (8) zeigt, nur von dem Produkt Cr ab. Somit könnte meine Anordnung die Batterien aus kleinen Akkumulatoren in solchen Fällen ersetzen, wo diese nicht in genügender Anzahl vorhanden sind.

1) Mit einem 15 cm-Induktor erhält man im Sekundärkreis fast konstant 15 Milliampere, wie hoch auch der Widerstand r sein mag.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand.

Von O. M. Corbino.

1. Die charakteristische Kurve, welche den Zusammenhang zwischen der Potentialdifferenz und der Stromstärke wiedergibt, wird für den Fall eines Glimmstromes bei gewöhnlichem Druck recht gut durch eine Formel ausgedrückt, welche der für den Bogen geltenden analog ist, nämlich:

$$V = a + \frac{b}{i}. \qquad (1)$$

In dieser Formel hängen die Konstanten a und b ausschließlich vom Elektrodenabstand ab.[1]) Daß eine solche Beziehung auch noch für einen dynamischen Vorgang gilt, nämlich für Ströme von ganz kurzer Dauer und schneller Veränderlichkeit, wie sie im Funken vorliegen, scheint auf den ersten Blick wenig wahrscheinlich. Es ist jedoch Koch und besonders Heydweiller gelungen[2]), auf Grund dieser Hypothese fast alle bei früheren Experimentaluntersuchungen gefundenen quantitativen Beziehungen zu erklären.

Besonders zu erwähnen sind die Versuche über die Ladung, welche auf den Belegungen eines Kondensators zurückbleibt, wenn die Entladung aperiodisch durch eine Funkenstrecke und einen sehr hohen Widerstand erfolgt; ferner vor allen Dingen die Versuche über die oszillierende Entladung von Kondensatoren hinsicht-

1) Kaufmann, diese Zeitschr. **4**, 578, 1903. — J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 535, 1903. — J. Koch, Ann. d. Phys. (4) **15**, 865, 1904.

2) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **19**, 649, 1906.

lich der Beziehung zwischen der im Funken verausgabten Energie und der sich ergebenden Dämpfung des Stromes.

In diesem Zusammenhange verliert der Begriff des Widerstandes des Funkens, welcher Gegenstand so zahlreicher Experimentaluntersuchungen gewesen ist, jegliche Bedeutung, mag man ihn nun definieren als Widerstand eines Leiters, in welchem die Entladung die Entwickelung einer gleichen Wärmemenge hervorruft, oder mag man die andere Definition wählen und ihn dem Widerstande eines Leiters gleichsetzen, der unter gleichen Bedingungen dieselbe Dämpfung der Entladung hervorzubringen vermag.

Die Ausdehnung der Formel (1) auf den dynamischen Vorgang bildet nun das einzige Mittel für jegliche quantitative Vorausbestimmung und für die Definition der von dem Funken herrührenden Wirkungen. Das hat jedoch im allgemeinen eine ernste Komplikation für das theoretische Studium der Erscheinungen bei veränderlichen Strömen zur Folge, weil in den einschlägigen Differentialgleichungen das Glied $a + \frac{b}{i}$ auftritt. Dadurch wird im allgemeinen Falle die Lösung der Gleichung für die Entladung eines Kondensators unmöglich, und sie ist Heydweiller nur geglückt, nachdem er mit Hilfe geeigneter Voraussetzungen über den Wert der Koeffizienten einige Glieder aus der Gleichung entfernt hatte.

2. Einen sehr einfachen Fall, der ohne Einschränkungen rechnerisch gelöst werden kann, habe ich kürzlich in einer Arbeit über den Ruhmkorffschen Induktor[1]) behandelt. Er betrifft den Stromverlauf in einem Stromkreise, der aus der Funkenstrecke und einem induktiven Widerstande (r, L) besteht, und der, während er von dem Strome $\mathfrak{J}$ durchflossen wird, durch Unterdrückung der äußeren EMK. sich selbst überlassen wird. Dann gilt für die Stromstärke i die Gleichung:

$$ri + L\frac{di}{dt} + a + \frac{b}{i} = 0\,; \tag{2}$$

diese hat das allgemeine Integral:

$$\log\frac{(i-\alpha)^{\alpha}}{(i-\beta)^{\beta}} = -\frac{r}{L}(\alpha-\beta)\,t + \text{const}, \tag{3}$$

wo α und β die Wurzeln der Gleichung

$$ri^2 + ai + b = 0 \tag{3a}$$

für i sind, und wo die Konstante bestimmt werden kann, wenn der Wert von i für $t = 0$ bekannt ist.

Der experimentelle Fall, auf den Gleichung (2) anwendbar ist, läßt sich sehr einfach verwirklichen. Läßt man im Primärkreise eines Induktors plötzlich eine EMK. wirken, die genügend hoch ist, damit die induzierte EMK. im Sekundärkreise zwischen dessen Polen einen Funken zum Überspringen bringen kann, so wird sich im Sekundärkreise in einer außerordentlich kurzen Zeit τ ein Strom $\mathfrak{J}_2$ ausbilden, der danach aperiodisch abnehmen wird, während der Primärstrom, der bereits innerhalb der Zeit τ seinen Endwert nahezu erreicht hat, bei der weiteren Abnahme des Sekundärstromes fast gar nicht mehr mitspielt.[1])

Daraus folgt, daß die gesamte durch den Sekundärkreis gehende Elektrizitätsmenge vollständig (wegen der Kleinheit von τ) bei der Abnahme von i vom Werte $\mathfrak{J}_2$ auf 0 transportiert wird, sofern die Gleichungen (2) und (3) gelten. Diese Elektrizitätsmenge, welche ohne den Funken $\frac{M\mathfrak{J}_1}{r}$ betragen würde (wo M der Koeffizient der gegenseitigen Induktion und $\mathfrak{J}_1$ der Endwert der Stromstärke im Primärkreise ist), wird also einen hiervon verschiedenen Wert haben. Wenn man nun den Funken durch einen Leiter vom Widerstande ϱ ersetzen könnte, so würde, da der Stromdurchgang auch beim Funken die gesamte Änderung des Sekundärflusses begleitet, die beobachtete Elektrizitätsmenge Q gleich $\frac{M\mathfrak{J}_1}{r+\varrho}$ sein, und man würde aus der Messung dieser Elektrizitätsmenge den Wert für ϱ erhalten können.

Da indessen in Wirklichkeit der so definierte Widerstand keinen Sinn hat, so wird es sicherlich nützlicher sein, bei der Berechnung von Q von der Gleichung (2) auszugehen und den erhaltenen Wert mit dem aus dem Versuch gefundenen zu vergleichen. Aus dieser Vergleichung wird man interessante Einzelheiten über die Anwendbarkeit der Gleichung (1) auf den dynamischen Vorgang unter diesen Verhältnissen entnehmen können. Über die von mir zu diesem Zwecke ausgeführten Versuche will ich in der vorliegenden Arbeit berichten.

3. Die Gleichung (2) läßt sich in der Form

$$\frac{L\,i\,di}{ri^2 + ai + b} = -dt$$

schreiben, in welcher die Veränderlichen ganz voneinander getrennt sind. Weiter wird

$$\frac{L\,i^2 di}{ri^2 + ai + b} = -i\,dt$$

sein und folglich, wenn Q die Elektrizitätsmenge bezeichnet, welche im Stromkreise fließt, wenn i von $\mathfrak{J}_2$ zu 0 übergeht:

1) O. M. Corbino, Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff, Atti Assoc. Elettrot. Italian. 1907, Heft 3 und 4, §§ 14, 15.

1) O. M. Corbino, a. a. O., Kap. 1.

$$Q = L \int_0^{\mathfrak{J}_2} \frac{i^2\, di}{r i^2 + a i + b}.$$

Nun ist folgendes zu beachten: Wenn $-\alpha$ und $-\beta$ die Wurzeln für das gleich 0 gesetzte Trinom $ri^2 + ai + b$ sind, so ist:

$$\frac{i^2}{ri^2 + ai + b} = \frac{\alpha}{\alpha - \beta} \cdot \frac{i}{r(i+\alpha)} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} \cdot \frac{i}{r(i+\beta)},$$

und demnach:

$$L \int \frac{i^2\, di}{ri^2 + ai + b} = \frac{L}{r} \frac{\alpha}{\alpha - \beta} \int \frac{i\, di}{i+\alpha} - \frac{L}{r} \frac{\beta}{\alpha - \beta} \int \frac{i\, di}{i+\beta} + \text{const.}$$

Führt man also die Integration des zweiten Gliedes zwischen den Grenzen 0 und $\mathfrak{J}_2$ aus, so erhält man:

$$\frac{r}{L}(\alpha - \beta)\, Q = (\alpha - \beta)\, \mathfrak{J}_2 - \alpha^2 \log \frac{\mathfrak{J}_2 + \alpha}{\alpha} + \beta^2 \log \frac{\mathfrak{J}_2 + \beta}{\beta},$$

oder:

$$Q = \frac{L}{r}\left[\mathfrak{J}_2 - \frac{\alpha^2}{\alpha - \beta} \log \frac{\mathfrak{J}_2 + \alpha}{\alpha} + \frac{\beta^2}{\alpha - \beta} \log \frac{\mathfrak{J}_2 + \beta}{\beta}\right]. \qquad (4)$$

Die Formel gestattet also die Berechnung von Q, wenn man die Werte für $\mathfrak{J}_2$, r, L und die Konstanten des Funkens, a und b, kennt. Der Wert von $\mathfrak{J}_2$ stellt in dem hier behandelten experimentellen Falle den Höchstwert dar, welchen der Sekundärstrom schnell erreicht; er ist, wie ich in der erwähnten Arbeit festgestellt habe, merklich gleich $\frac{M \mathfrak{J}_1}{L}$, wo $\mathfrak{J}_1$ der Endwert der Primärstromstärke ist. Für die Konstanten a und b kann man schließlich die Werte benutzen, welche sich aus den Messungen mit Gleichstrom ergeben.

4. Für die experimentelle Messung von Q benutzte ich einen Ruhmkorffinduktor von 15 cm Funkenlänge, der mit dem von mir in der oben genannten Arbeit untersuchten fast identisch war.

In den Primärkreis schickte ich den Strom aus einer Sammlerbatterie, der durch einen Rheostaten reguliert wurde. Die angewandte EMK. betrug etwa 60 Volt; ich konnte somit in der Sekundäre Funken von 1,25 mm Maximallänge erhalten. Ich überzeugte mich mit Hilfe der **Braunschen** Röhre davon, daß, trotzdem die Zeitkonstante des Primärkreises einen größeren Wert hatte als bei meinen ersten Versuchen, doch der Sekundärstrom in unmerklicher Zeit seinen Höchstwert erreichte, und daß weiter der Sekundärstrom, der sofort beim Stromschluß auftrat, während seiner ganzen Änderung den Sekundärfluß begleitete.

Die bei jedem Schließen des Primärkreises im Sekundärkreise induzierte Elektrizitätsmenge maß ich, indem ich sie durch ein entsprechend geshuntetes ballistisches Galvanometer mit beweglicher Nadel schickte. Die Entladungen dauerten (verhältnismäßig) lange, und die induzierte EMK. war nicht sehr hoch; es waren daher innere Entladungen in den Galvanometerspulen nicht zu befürchten. Diese Spulen bestanden überdies aus wenigen Windungen dicken Drahtes und hatten daher eine sehr kleine Selbstinduktion.

Die Elektroden, zwischen denen der Funken überging, hatten Kugelgestalt mit etwa 1 cm Durchmesser und bestanden aus verschiedenen Metallen. Ich verwandte besondere Sorgfalt auf die Politur der bei der Entladung beanspruchten Stellen. Der Elektrodenabstand konnte mittels einer Mikrometerschraube reguliert werden.

Innerhalb der Abweichungsgrenzen zwischen zwei aufeinander folgenden, unter identischen Bedingungen angestellten Messungen konnte ich keinen systematischen Unterschied zwischen den mit Eisen, Messing, Zink und Kupfer erhaltenen Ergebnissen feststellen. Dagegen stellte ich merkliche Unterschiede fest, als ich mit Kohlekugeln aus dochtloser Bogenlampenkohle Versuche machte. Bei diesen erhielt ich unter sonst gleichen Bedingungen stets größere Ausschläge und konnte außerdem eine doppelt so große Funkenlänge erreichen wie mit Metallelektroden. Wenn eine Elektrode aus Kohle, die andere aus Kupfer bestand, so erhielt ich dieselben Ergebnisse wie mit zwei Kohleelektroden oder mit zwei Kupferelektroden, je nachdem Kohle oder Kupfer die Kathode bildete.

Die Versuchsergebnisse finden sich in nachstehender Tabelle I zusammengestellt. In dieser Tabelle enthält die erste Spalte die Endwerte der Primärstromstärke, die übrigen Spalten enthalten die Ausschläge bei den einzelnen in Millimetern ausgedrückten Funkenlängen und bei den verschiedenen Elektrodenmaterialien.

Die in der Tabelle verzeichneten Zahlen sind nicht direkt experimentell gefunden worden. Die Ergebnisse jeder mehrfach wiederholten Versuchsreihe, die bis auf eine Einheit untereinander übereinstimmten, wurden in eine Zeichnung eingetragen. Aus dieser wurden unter Abrundung der Einer mit Fortlassung der ersten Dezimale die Ablenkungen für die in der ersten Spalte angegebenen ganzzahligen Werte von $\mathfrak{J}_1$ abgeleitet, denen übrigens die unmittelbar beobachteten sehr nahe kamen.

Tabelle I.

J_1 in Ampere	Kohle $d=0,5$	Kohle $d=1$	Kohle $d=1,5$	Kohle $d=2,5$	Kupfer $d=0,25$	Kupfer $d=0,5$	Kupfer $d=0,75$	Kupfer $d=1$
2	1,5	1,5	—	—	—	—	—	—
3	6,5	6	4	3	4,5	—	—	—
4	15	10	8	6	8	7	6,5	5
5	24	16	12	10	13	12	10	8,5
6	34	24	18	16	18	17	15	13
7	44	32	24	21	24	22	20	18
8	54	41	33	27	31	28	26	23
9	64	49	41	34	38	34	32	29
10	74	58	50	41	45	40	38	35
11	84	67	59	49	52	47	45	41

Die Durchsicht der Zahlen in der Tabelle zeigt zunächst den Gang der Ausschläge mit Änderung von J_1; dieser Gang wird indessen aus den Zeichnungen noch besser ersichtlich. Außerdem ersieht man sofort den großen Unterschied zwischen den mit Kohle gewonnenen Ergebnissen einerseits und den mit Kupfer und den übrigen Metallen erhaltenen andererseits.

5. Von den Galvanometerausschlägen konnte ich zu den absoluten Werten der Elektrizitätsmengen gelangen unter Berücksichtigung des Verhältnisses zwischen den beiden Zweigen des Shunt, von denen einer das Galvanometer enthielt, sowie der nach den bekannten Methoden bestimmten Galvanometerkonstante. Außerdem berechnete ich für die verschiedenen Abstände zwischen den Metallelektroden auf Grund der Formel (3) die absoluten theoretischen Werte für die Elektrizitätsmenge. Es war:

$$r = 7000,$$
$$L = 180;$$

ferner benutzte ich für a und b die von Koch bestimmten in der folgenden Tabelle II verzeichneten Werte.

Tabelle II.

d in mm	a in Volt	b in Watt
0,25	322	0,15
0,5	343	0,3
0,75	365	0,45
1	386	0,6

Ich erhielt so nach Gleichung (3a) die Werte für α und β und fand, daß in Gleichung (3) für die Werte von J_2 zwischen 20 und 70 Milliampere das Glied mit α gegenüber den beiden anderen hinreichend klein war; auch α war sehr klein gegenüber β. Die Werte für Q wurden für $J_2 = 20$, 30, 40, 50, 60 und 70 Milliampere berechnet. Dann wurden nach der Formel

$$J_2 = \frac{M}{L} J_1$$

die Werte der Primärstromstärke J_1 berechnet, welche die der Rechnung zugrunde gelegten Werte von J_2 hervorbringen konnten. Die bereits mit den experimentell gefundenen Werten konstruierten Kurven für Q als Funktion von J_1 gestatten dann, die experimentell erhaltenen entsprechenden Elektrizitätsmengen abzuleiten.

Tabelle III enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse und gestattet, die beobachteten Werte mit den berechneten zu vergleichen.

6. Wie man sieht, ist für die Funkenlängen 0,25 mm sowie auch 0,5 mm die Übereinstimmung geradezu bemerkenswert, wenn man bedenkt, wie viele Hypothesen und Messungen nötig sind, um zu den Zahlen der Tabelle zu gelangen, und wenn man ferner bedenkt, daß absolute Werte der Elektrizitätsmenge verglichen werden.

Die bei längeren Funken erhaltenen Unterschiede überschreiten zweifellos die Grenzen der Messungsfehler; wir müssen daher untersuchen, durch welche Ursachen sie etwa bestimmt sind.

Tabelle III.

J_1 in Ampere	J_2 in Milliampere	Q in Mikrocoulomb $d=0,25$ mm ber.	$d=0,25$ mm beob.	$d=0,50$ mm ber.	$d=0,50$ mm beob.	$d=0,75$ mm ber.	$d=0,75$ mm beob.	$d=1$ mm ber.	$d=1$ mm beob.
2,8	20	84	66	73	—	—	—	—	—
4,3	30	174	160	157	140	153	120	147	100
5,7	40	283	260	262	250	254	220	237	190
7,1	50	410	400	383	365	374	330	349	290
8,5	60	550	550	518	500	502	470	475	420
10	70	701	710	664	644	644	615	612	560



Die schwerste Fehlerquelle liegt sicherlich in der Annahme, daß der Primärstromstärke J_1 eine Sekundärstromstärke

$$J_2 = \frac{M J_1}{L}$$

auch bei längeren Funken entspricht; und leider beeinflußt ein kleiner Unterschied im Werte von J_2 den berechneten Wert von Q beträchtlich.

Ich habe nun in der oben erwähnten Arbeit nachgewiesen, daß der Strom J_2 diesen Wert nur dann hat, wenn der Sekundärkreis metallisch geschlossen ist, und wenn ihre Zeitkonstante gegenüber der des Primärkreises sehr groß ist. Wenn man andererseits, um dem Vorhandensein des Funkens Rechnung zu tragen, das System der Gleichungen, welches die Schließungsphase bestimmt, integriert und dabei die Gleichung für den Sekundärkreis durch Hinzufügen der Glieder $a + \frac{b}{i}$ vervollständigt, so begegnet man unüberwindlichen Schwierigkeiten. Die Integration ist dagegen noch möglich, wenn man zunächst nur das Glied a berücksichtigt, und es läßt sich nachweisen, daß, wenn die Konstanten des Stromkreises so beschaffen sind, daß bei kurzgeschlossenem Sekundärkreise der Höchstwert des Stromes beim Schließen merklich gleich $\frac{M J_1}{L}$ ist, daß dann derselbe Wert trotz der Anwesenheit des von dem Funken herrührenden Gliedes a erreicht werden wird.

Für das Glied $\frac{b}{i}$ gilt nicht dasselbe. Dieses Glied kann man ansehen als herrührend von einem veränderlichen Widerstande mit dem augenblicklichen Werte $\frac{b}{i^2}$, also einem bei Strömen von geringer Intensität und bei längeren Funken besonders hohen Werte. Wir wissen nun, daß sich die sekundäre Höchststromstärke durch Einführung eines Widerstandes in den Sekundärkreis, wenn auch noch so wenig, ändert. Den Werten für die Stromstärke J_1 werden also kleinere Werte von J_2 entsprechen als die zur Berechnung von Q benutzten und in der zweiten Spalte mitgeteilten; wenigstens gilt dies für Funken größerer Länge. Tatsächlich habe ich bei direkter Beobachtung der Maximalamplitude des Sekundärstromes mit der Braunschen Röhre feststellen können, daß für kleine Werte der Primärstromstärke der Höchstwert der Sekundärstromstärke bei Verlängerung der Funkenstrecke von 0,1 auf 1 mm etwas sinkt. Dieser Einfluß ist bei stärkeren Primärströmen viel weniger ausgeprägt. Tatsächlich zeigt die Durchsicht der Tabelle III, daß mit zunehmender Primärstromstärke die Abweichungen zwischen den berechneten und den beobachteten Werten verhältnismäßig kleiner werden.

Die auf Grund der Formel (1) mit den für Gleichstrom geltenden Konstanten berechneten Werte für die Elektrizitätsmenge stimmen also größtenteils mit den Versuchsergebnissen überein, und die gefundenen Abweichungen scheinen nicht auf die Annahme zurückgeführt werden zu sollen, daß Gleichung (1) auf den Funken anwendbar sei, sondern lassen eine andere Erklärung zu, die ihren Verlauf und ihre Richtung erklärt.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

BESPRECHUNGEN.

H. Hausrath, Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. 8. VIII u. 126 S. mit 19 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 3,—

In dankenswerter Weise werden eine große Reihe der scheinbar zusammenhanglosen elektrischen Meßmethoden, die an Leitungsnetzen und Kabeln üblich sind, auf ein gemeinsames Grundprinzip zurückgeführt. Auch eine Reihe neuer Verfahren ergibt sich dabei aus den allgemeinen Grundlagen, deren Auffindung wohl sonst dem Zufall überlassen geblieben wäre.

R. Rüdenberg.

S. Young, Stoichiometry, together with an introduction to the study of physical chemistry by W. Ramsay. Textbooks of physical chemistry. With eighty-eight figures in the text. 8. LXI u. 381 S. London, Longmans, Green and Co., 39 Paternoster Row. 1908. Gebunden 7 sh. 6 d.

Die unter Sir William Ramsays Ägide erscheinende Serie physikalisch-chemischer Lehrbücher ist um zwei Abteilungen bereichert worden.

Young, einer der tüchtigsten früheren Mitarbeiter Ramsays, hat es in ausgezeichneter Weise verstanden, die stöchiometrischen Grundlagen der physikalischen Chemie darzustellen;

seine Ausführungen sind von seltener Klarheit und Anschaulichkeit.

J. Thomsen, Thermochemistry. Translated from the danish by K. A. Burke. (Text-Books of physical chemistry.) 8. XV u. 495 S. London, Longmans, Green and Co., 39 Paternoster Row, E. C. 1908. Gebunden 9 sh.

Der zweite neuerschienene Band behandelt das Gebiet der Thermochemie und zwar hat man zu diesem Zwecke die hier schon früher besprochene kurze Bearbeitung der thermochemischen Untersuchungen J. Thomsens ins Englische übersetzt. Der Referent muß gestehen, daß er bei aller Hochschätzung J. Thomsens in einem so modern angelegten Werke auch eine moderne Darstellung der Thermochemie erwartet hätte; handelt es sich dabei auch um ein gewiß schwieriges Unternehmen, so hätte der Berichterstatter doch nicht gedacht, daß ein völliger Verzicht auf eine moderne, das ganze Gebiet umfassende Darstellung geboten erscheinen würde. Schließlich sind ja J. Thomsens persönliche Untersuchungen nur ein kleiner, wenn auch vielleicht der beste Teil des vorliegenden Materials, und daher zweifellos einseitig.

E. Bose.

R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung. gr. 8. XII u. 312 S. mit 127 Abbildungen u. 5 Tafeln. Hamburg, L. Voß, 1907. M. 10,—, gebunden M. 11,50.

Das weite Gebiet der Legierungen ist von jeher für die Technik von besonderer Wichtigkeit gewesen, doch fehlte es noch vor wenigen Jahren durchaus an einer systematischen Durcharbeitung des Gebietes. Hier ist nun in den letzten Jahren namentlich von Tammann und seinen zahlreichen Mitarbeitern eine Fülle wertvollen Materiales beschafft worden. Der Verf., der an dieser Arbeit regen Anteil genommen hat, war besonders berufen, eine zusammenfassende Darstellung der wissenschaftlichen Grundlagen sowie der Methodik der Metallographie abzufassen und hat sich dieser Aufgabe mit unverkennbarem Geschick unterzogen. Die Darstellung ist im besten Sinne des Wortes elementar, d. h. sie rückt klar und gründlich die Hauptsachen ins rechte Licht, bleibt trotz der Vermeidung mathematischer Ausführungen durchaus exakt und kommt dem Verständnis durch reichliche und geschickte Verwendung graphischer Darstellungen erfolgreich zu Hilfe.

E. Bose.

Arthur A. Noyes, The electrical conductivity of aqueous solutions. Carnegie Institution, Washington 1907.

Wer den stattlichen Band in die Hand nimmt, in welchem hier Noyes zusammenfassend eine Reihe von Untersuchungen veröffentlicht, die die Leitfähigkeitsmessungen an wäßrigen Lösungen ausdehnt bis zu Temperaturen von über 300° Celsius und den zugehörigen hohen Drucken, der wird sich eines leisen Gefühles von Neid nicht erwehren können gegenüber der mächtigen Unterstützung, welche die amerikanische Wissenschaft durch Privatmittel erhält. Hier ist es die Carnegie-Institution, mit deren reichen Mitteln Noyes und seine Mitarbeiter haben arbeiten dürfen. Eine Aufzählung der Resultate wäre ohne Publikation umfangreicher Tabellen, für die leider an dieser Stelle kein Platz verfügbar ist, nicht gut möglich und möge daher unterbleiben.

E. Bose.

Tagesereignisse.

Vom 30. August bis 2. September 1908 findet in Glarus die 91. Versammlung der Schweizerischen naturforschenden Gesellschaft zugleich mit der Jahresversammlung der Schweizerischen Gesellschaft für Chemie statt.

Vorträge werden u. a. halten:

Professor A. Riggenbach-Burckhardt, Basel: Die Schweremessungen der schweizerischen geodätischen Kommission;

Professor Dr. Ch.-E. Guye, Genf: Un puissant auxiliaire de la science et de l'industrie: l'arc voltaïque, son mécanisme et ses applications;

Dr. H. Greinacher, Zürich: Über die radioaktiven Substanzen.

Berichtigung.

In meiner Mitteilung: Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts, diese Zeitschr. **9**, 340, 1908, ist ein Druckfehler stehen geblieben:

S. 344, Spalte 2, Zeile 19 v. o. muß es heißen „Mittellinie" statt „Mitte".

P. Zeeman.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. M. Mayer für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. L. Moser für anorganische und analytische Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Marburg Dr. Wilhelm Feußner zum ord. Honorarprofessor daselbst, der Direktor der Aachener höheren Fachschule für Textilindustrie Professor Dr. Sigmund Kapff zum etatsmäßigen Dozenten für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Aachen, Dr. M. Mugdan zum Geschäftsführer des Konservatoriums für elektrochemische Industrie in Nürnberg, Dr. Ch. Neilson zum o. Professor der physiologischen Chemie an der Universität St. Louis.

Gestorben: Der Chemiker T. Coupier in Amboise, der Professor der anorganischen und Agrikulturchemie in St. Petersburg G. G. Gustavson (früher an der landwirtschaftlichen Akademie Moskau).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. Juli 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 14 am 22. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
St. Landau, Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten. S. 417.
K. Bädeker u. E. Pauli, Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür. S. 431.
K. Bädeker, Über eine eigentümliche Form elektrischen Leitvermögens. S. 431.
E. Falck, Theoretische Bestimmung des Dampfdrucks fester und flüssiger Kohlensäure. S. 433.
B. Mackû, Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung. S. 437.
J. C. Mc Lennan, Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde. S. 440.
N. Russeltvedt, Eine neue Influenzmaschine (Multiplikator). S. 443.
L. Kann, Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und Drehfelderzeugung. S. 445.

Berichte über wissenschaftliche Versammlungen:
XV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie in Wien am 28.—31. Mai 1908. S. 447.

Besprechungen:
C. Wernicke, Die Isoliermittel der Elektrotechnik. S. 448.
J. Bruns, Die Telegraphie. S. 448.
K. Stockhausen, Der eingeschlossene Lichtbogen bei Gleichstrom. S. 448.

Berichtigung. S. 448.
Personalien. S. 448.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten.

Von St. Landau.

Die Hauptaufgabe der Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation ist die Prüfung der verschiedenen über diese Erscheinung aufgestellten Theorien. Letztere scheiden sich in ihren Resultaten am deutlichsten in den Spektralbereichen in der Umgebung von Absorptionsstreifen. Von diesen Streifen geht nämlich scheinbar eine Wirkung auf die magnetische Drehung der Polarisationsebene aus, deren Effekt sich derjenigen Drehung superponiert, die sich bei Abwesenheit dieses Absorptionsstreifens einstellen würde. Eine Gattung von Theorien gibt für diese Effekte zu beiden Seiten des Absorptionsstreifens gleiche, eine zweite entgegengesetzte Vorzeichen. Die einfachste Entscheidung zwischen den beiden Typen von Theorien würde also durch Beobachtungen in der Umgebung von Absorptionsstreifen zu liefern sein, vorausgesetzt, daß diese Absorptionsstreifen Effekte von hinreichender Stärke ausüben, um zuverlässige Messungen zu gestatten. Die Auswahl von Substanzen, deren Absorptionsstreifen diesen Anforderungen entsprechen, bietet indessen einige Schwierigkeit.

Um diese zu umgehen, kann man versuchen, Beobachtungen in Spektralbereichen merklicher Durchsichtigkeit dadurch für eine theoretische Verwendung brauchbar zu machen, daß man die Grenzen jener Bereiche möglichst ausdehnt. Beschränkt man sich nämlich auf das Bereich des sichtbaren Spektrums und zieht für die gewöhnliche Dispersion eine der gebräuchlichen Formeln heran, welche die im Ultrarot und -violett liegenden Absorptionsstreifen summarisch in Rechnung setzt, so ergeben sich zwischen den Resultaten der verschiedenen Theorien für die magnetische Drehung keine Unterschiede, welche die Beobachtungsfehler übertreffen. Die Beobachtung kann in diesem Falle also auch nicht zwischen den Theorien entscheiden. Es bleibt aber die Hoffnung, daß Unterschiede von größeren Beträgen sich geltend machen werden, wenn man das untersuchte Spektralbereich vergrößert.

Von diesen Gesichtspunkten aus sind die nachstehend beschriebenen Beobachtungen an merklich durchsichtigen Körpern unternommen worden, die sich bis in die Gegend der Wellenlänge $\lambda = 250\ \mu\mu$ erstrecken. Obgleich nun die photographische Methode, die ich nach einer von Herrn Prof. Voigt gegebenen Anregung ausgearbeitet habe, eine bisher wohl noch nicht erreichte Genauigkeit liefert, hat sich eine sichere Entscheidung darüber, welche der verschiedenen Theorien der magnetischen Drehung sich auf die untersuchten Körper anwenden läßt, nicht treffen lassen. Ich bin demgemäß jetzt dabei, in der eingangs erwähnten Weise einige Flüssigkeiten mit Absorptionsstreifen innerhalb der diesen benachbarten spektralen Bereiche auf magnetische Drehung zu untersuchen.

Die bei durchsichtigen Körpern erhaltenen Resultate scheinen mir aber an sich interessant genug, um eine Veröffentlichung zu rechtfertigen. Hierbei will ich auch die von mir angewendete Beobachtungsmethode ausführlich beschreiben.

I. Frühere Arbeiten über denselben Gegenstand.

Es liegen nur drei frühere Arbeiten über Rotationspolarisation im Ultravioletten vor.

Van Schaïk[1]) hat Messungen der magnetischen Rotationsdispersion im Flintglase und im Wasser ausgeführt. Er bediente sich dabei des fluoreszierenden Okulars, konnte aber wegen der Schwäche des Lichtes der Fluoreszenz 358 $\mu\mu$ nicht überschreiten. Er schätzt seine Messungen im Ultravioletten jedenfalls bis auf 20′ genau.

Derselben Methode eines fluoreszierenden Okulars bediente sich auch Borel.[2]) Er hat Messungen noch bei 219 $\mu\mu$ ausführen können. Die Messungen sind aber kaum genau zu nennen; der Verfasser charakterisiert sie selbst in folgender Weise: „il n'est pas possible d'estimer le moment exact où l'extinction de la raie lumineuse se produit: on peut parfaitement faire une erreur de quelques degrés". Bekanntlich wurde das fluoreszierende Okular von Soret erfunden und auch von ihm mit größtem Erfolge bei den Messungen der natürlichen Rotationsdispersion im Quarze angewandt. Indessen handelte es sich bei der natürlichen Drehung im Quarze um Winkel von mehreren tausend Graden, wobei ein Fehler von 1^0 noch unbedeutend war. Bei den Erscheinungen der magnetischen Rotationsdispersion hat man immer mit verhältnismäßig kleinen Winkeln zu tun, und wenn man die Beobachtungen von Borel bis auf ein paar Prozent genau annehmen kann, so kommt das davon, daß sich diese Messungen auf einen außerordentlich durchsichtigen Körper, wie Quarz, beziehen und der Verfasser über tadellose Quarzstücke von etwa 12 cm Dicke verfügte. Selbstverständlich kann diese Methode kein allgemeines Verfahren bilden.

Es ist naheliegend, im Ultravioletten die Photographie anzuwenden, die ja so empfindlich ist und soviel zur genauen Kenntnis der spektralen Vorgänge beigetragen hat. Sie wurde von P. Joubin[3]) bei seinen Untersuchungen über die magnetische Rotationsdispersion beim Steinsalz angewandt. Joubin machte seine Bestimmungen, indem er durch gekreuzte Nicols die Extinktion einer Spektrallinie hervorrief. Bekanntlich aber ist dies Verfahren wenig empfindlich, und es ist nicht zu verwundern, daß auch die Messungen von Joubin nicht viel genauer sind als diejenigen von Borel. „Quant à la précision de mesure" — sagt der Verfasser — „elle est variable avec la région où l'on observe. Elle passe par un maximum vers la raie 18 (Cadmium). Pour celle-ci une rotation de 1^0 de part et d'autre de la position d'extinction fait réapparaître l'image sur le cliché .... Enfin, à l'extrémité du spectre, vers la raie 24, on peut tourner le polariseur de 3^0 sans effet apparent."

1) W. C. L. van Schaïk, Archives Néerlandaises 17, 373, 1882.

2) A. Borel, Archives des Sc. Phys. et Nat., Genève, (4) 16, 24, 1903.

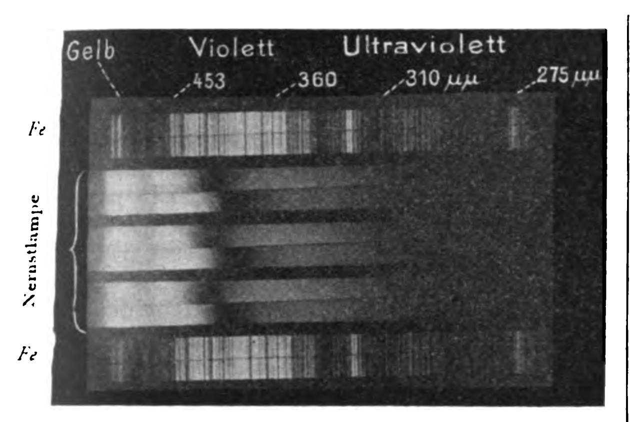
3) P. Joubin, Ann. de Ch. et de Phys. (6) 16, 78, 1889.

II. Über die hier angewandte photographische Methode und den optischen Teil der Versuche.

Der Grundgedanke der photographischen Methode, die mir von Herrn Prof. W. Voigt angegeben war, besteht darin, daß man vor den Spalt eines Spektrographen einen Halbschattenapparat setzt und zwar so, daß das Spektrum aus zwei übereinanderliegenden Teilen besteht, die den zwei Feldern des Halbschattenapparates entsprechen. Ist keine drehende Substanz im Strahlengange, so sind bei gewissen Einstellungen des Polarisators die beiden Hälften des Spektrums gleich intensiv beleuchtet, und diese gleichmäßige (schwache) Beleuchtung schlägt bei einer geringen Drehung des Polarisators rasch in hell oder dunkel um. Wird nun eine drehende Substanz in den Strahlenweg eingeschaltet, so wird die Intensität in jedem der beiden Spektren mehr oder weniger mit der Wellenlänge variabel und zugleich in dem oberen Spektrum verschieden von der in dem untern an der gleichen Stelle herrschenden. Der zumeist auftretende Fall ist der, daß in einem jeden der Spektren schmälere oder breitere Maxima und Minima auftreten, die in den beiden Spektren gegeneinander verschoben sind. Der Regel nach sind dabei für einzelne Wellenlängen die Intensitäten der beiden Spektren gleich. Diese Wellenlängen gleicher Intensitäten verschieben sich bei Drehung des Analysators.

Photographiert man nun die Erscheinung bei verschiedenen Stellungen des Analysators und bestimmt mit Hilfe eines zwischendurch aufgenommenen bekannten Linienspektrums die Wellenlängen, denen gleiche Intensitäten in beiden Spektren entsprechen, so erhält man zu jeder vorgeschriebenen Drehung der Polarisationsebene die Wellenlängen, welche bei dem untersuchten Körper diese Drehung erfahren. Fig. 1 stellt einige so gewonnene Aufnahmen dar.

Dies schöne Verfahren habe ich in der Tat angewandt, es traten jedoch besondere Schwierigkeiten ein, die mich nötigten, es zu modifizieren. Die hauptsächliche Schwierigkeit besteht darin, daß dabei ein kontinuierliches Spektrum vorausgesetzt wird; ein solches (von genügender Intensität) ist aber im Ultravioletten nicht bekannt; weiter ist der Habitus des Streifens von der Dispersion des Körpers abhängig, was die Messungen kompliziert. Auch wird man bei diesem Verfahren für einen gewissen Drehungswinkel die Wellenlänge immer nur angenähert feststellen können, und doch



1 mm Quarz im Strahlengange.

Fig. 1.

wird man bei den interessanten Fragen der optischen Anomalien vielmehr verlangen, den Drehungswinkel für eine ganz bestimmte Wellenlänge zu finden. Aus diesen Gründen schien es mir zweckmäßig, zu diskontinuierlichen Spektren überzugehen und durch eine Reihe photographischer Aufnahmen festzustellen, bei welcher Lage des Polarisators die gleiche Helligkeit in den beiden Linienhälften eintritt. So ein Verfahren ist mühsam, bietet aber unmittelbar Zahlenwerte.

Es war nun die erste Aufgabe, einen Halbschattenapparat zu finden, der auch im Ultravioletten anwendbar bleibt. Der zunächstliegende Gedanke war der Gebrauch von dünnen, senkrecht zur optischen Achse geschliffenen Quarzplättchen. Die Dicke einer solchen Platte müßte sehr gering und dabei auch wegen der starken Dispersion der Drehung im Quarze variabel sein (1 mm dreht für die *G*-Linie um $42^0,6$ und für Cd_{18} um $190^0,9$); sollte als Halbschattenapparat eine Quarzplatte benutzt werden, so müßte sie etwa 0,02 mm dick sein, was praktisch kaum ausführbar wäre. Dagegen war die Aufgabe eines solchen Halbschattens leicht lösbar durch ein System von Quarzkeilen. Der letzte wurde folgendermaßen verfertigt. An eine linksdrehende planparallele Platte wurden zwei identische keilförmige angelegt, die rechtsdrehend waren. Die spitzen Kanten der Keile waren entgegengesetzt gerichtet; die keilförmigen Platten waren mit einer Führung versehen und mittels dieser verschiebbar. Das ganze System war so ausgerechnet, daß man durch entsprechende Regulierung im ganzen ultravioletten Gebiete einen Halbschattenwinkel von etwa 5^0 bekommen konnte. Dieser Halbschatten wurde so vor den Spalt des Spektralapparates gestellt, daß die Trennungslinie der beiden Keile den Spalt in zwei Hälften teilte. Auf der anderen Seite des Spaltes wurde ein kleiner Luftnicol befestigt, der ebenfalls den Spalt berührte. So war im Spektrum die Trennungslinie der beiden Teile des Feldes deutlich zu sehen. Trotz wiederholter Versuche gelang es aber nicht, mittels dieser Anordnung die gewünschte Genauigkeit zu erreichen: die Beobachtungsfehler waren stets von der Ordnungsgröße von 15'. Der Mißerfolg ist wahrscheinlich der Rotationsdispersion im Quarze selber zuzuschreiben, durch welche der Vorgang komplizierter wird. Es schien mir dann, daß es vielleicht zweckmäßig und jedenfalls bequem sein würde, einen Halbschattenapparat mit einem festen, für alle Farben unveränderlichen Winkel zu benutzen. Ich bediente mich anfangs mit Erfolg eines Halbschattennicols (ein durchschnittener Nicol nach Jellet-Cornu); derselbe war für meine weiteren Messungen nicht zu gebrauchen, da Kanadabalsam bereits bei 340 $\mu\mu$ absorbiert. Die Firma Steeg & Reuter lieferte indessen zwei kleine Halbschattennicols mit Glyzerinkittung mit einem Winkel von 5^0, die jedenfalls bis etwa 220 $\mu\mu$ vollständig durchlässig waren. Eines dieser Halbschattennicols habe ich mich bei meinen Beobachtungen stets bedient.

So wurde schließlich folgende Anordnung angewandt. Das Licht einer Bogenlampe wird durch eine Beleuchtungslinse (13 cm Brennweite, 4 cm Durchmesser) aus Quarz gesammelt, geht dann durch einen Luftnicol (nach Glan), den durchbohrten Elektromagneten mit der zu untersuchenden Substanz zwischen den Polen und fällt alsdann auf den Halbschattennicol, welcher dicht vor dem Spalte eines Spektrographen steht. Der Analysator ist also fest; der Polarisator ist an einem Kreise befestigt, der $0^0,01$ abzulesen erlaubt. Was den Spektrographen betrifft, so war dies ein vorzüglicher auf Anlaß von Prof. Voigt von Zeiß konstruierter Apparat[1]) mit zwei Quarzprismen und mit durch Flußspat achromatisierten Quarzlinsen. Der Spektralapparat ist festarmig; eine beliebige Farbe kann in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht werden durch kombinierte Drehung der zwei Prismen; eine Trommelteilung ermöglicht die Eichung und die Einstellung. Das Fernrohr kann durch eine photographische Kamera ersetzt werden, in welcher, wie üblich, die Platte die Stelle des Okulars einnimmt. Eine Mattscheibe mit eingesetztem Streifen von Uranglas ermöglicht die groben Einstellungen im Ultravioletten; man beobachtet dann mit Hilfe einer Lupe. Die photographische Kassette ist verschiebbar, wodurch auf einer Platte zehn Aufnahmen erhalten werden können. Wie man später sehen wird, kam in meinen Beobachtungen nur die Mitte des Bildes in Betracht; des-

1) Die Beschreibung dieses Apparates findet man in diese Zeitschr. 8, 837, 1907. F. Löwe, „Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung".

halb konnte ich gewöhnlich die 6×9 cm² Platten noch in drei Teile schneiden. Ich habe anfangs ausschließlich Lumièresche Platten angewandt, fand aber später, daß die „Agfaplatten" diesen für den betreffenden Zweck in jeder Beziehung gleich sind, und jedenfalls empfindlicher für das äußerste ultraviolette Licht (gegen 250 $\mu\mu$).

Die Wahl einer passenden Lichtquelle war schwierig. Da ich, wie gesagt, auch die Untersuchung der anomalen Rotationsdispersion plante, so mußte für einen möglichst stetigen Übergang von einer Wellenlänge zur andern gesorgt werden. Nimmt man Elektroden, welche aus einer Legierung von *Cd*, *Al*, *Sn* usw. bestehen, so bekommt man tatsächlich ein Linienspektrum, wo die Linien ganz dicht nebeneinander stehen. Benutzt man aber einen Funken, so ist das Licht für polarimetrische Zwecke nicht hell genug, im Bogen aber ist man durch den niedrigen Schmelzpunkt der Legierungen behindert. Praktisch blieb nur ein Ausweg: die Benutzung des Eisenbogens. Bekanntlich hat das Eisen unter den gewöhnlichen Metallen den höchsten Schmelzpunkt und sein Spektrum ist außerordentlich reich an ultravioletten Strahlen; es geht dabei bis etwa 230 $\mu\mu$, obgleich die letzten Linien schon sehr schwach sind. Die Benutzung dieser Lichtquelle ist mit großen Schwierigkeiten verbunden, die aber zu überwinden teilweise gelungen ist. Bei einem stärkeren Strome (etwa 9 Amp.) schmelzen die Stäbe stets ab und zwar sehr unregelmäßig. Aus dem schmelzenden Eisen bilden sich Brücken, und der Bogen wird unterbrochen; außerdem wandert er beständig von selbst. Sind dadurch schon die Spektraluntersuchungen mit dem Eisenbogen unbequem[1]), so desto mehr die polarimetrischen, wo solche starke Schwankungen der Lichtquelle unzulässig sind. Dem Übel konnte ich einigermaßen abhelfen durch folgende einfache Anordnung. Ich benutzte eine Handregulierungslampe (die Selbstregulierung ist ganz ausgeschlossen), in der die Elektroden unter 45^0 gegen die Horizontalebene geneigt waren; als Elektroden benutzte ich Eisenstäbe von 1,5 cm Durchmesser. Die obere Elektrode, die ich auf der Drehbank konisch zuspitzte, wählte ich zur Kathode. Dadurch wird der Bogen in seiner Lage festgehalten; bei einem Strome von 7 bis 8 Amp. schmilzt hauptsächlich die Anode ab. Selbstverständlich bilden sich bei dieser Anordnung keine Brücken. Es ist zweckmäßig, die sich auf der Anode bildenden Eisentropfen nicht fallen zu lassen, sondern sie mit der Kathode abzureißen; so kann man sich mit einiger Übung des Bogens stundenlang bedienen. Allerdings muß er jede 2—3 Minuten nachreguliert werden. Man muß immer mit schwächeren Strömen anfangen und dabei die Elektroden stark einander genähert halten, bis sie heiß werden. Mit einiger Übung kann man schon nach dem charakteristischen Zischen erkennen, ob die Bogenlampe gut brennt. Ein passend angebrachter Spiegel erlaubte dem Beobachter in jedem Momente zu kontrollieren, ob der Halbschattenapparat gut beleuchtet ist. Es sei bemerkt, daß die gleichmäßige Beleuchtung des ganzen Halbschattens durchaus keine so wichtige Rolle spielt, wie bei den Beobachtungen mit dem Auge. Man wird vielmehr Sorge tragen, daß der Kollimator des Spektralapparates möglichst viel Licht erhält. Der Halbschattenapparat muß nur einigermaßen symmetrisch gegen die Halbierungslinie beleuchtet sein.

1) Siehe z. B. die bekannte Abhandlung von Kayser und Runge über das Eisenspektrum. „Über die Spektren der Elemente", Berlin 1888, S. 13.

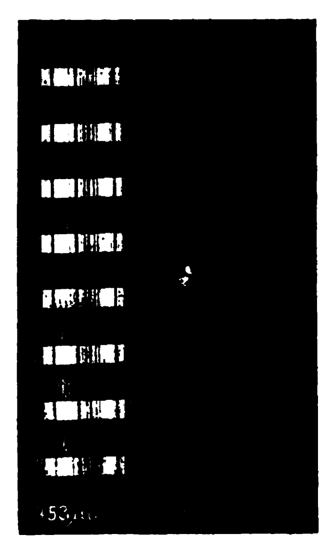
Es war ein ganz natürlicher Gedanke, sich einer anderen, bequemeren Lichtquelle zu bedienen, oder bei der Anwendung des Eisenbogens weitere Verbesserungen einzuführen. Baly[1]) hat in seiner Spektroskopie eine Eisenbogenlampe mit rotierenden Elektroden beschrieben. Der Mechaniker des Göttinger Instituts, Herr Gleisenberg, hat sie in einer von Prof. Voigt vereinfachten Form hergestellt. Hauptsächlich bestand die Lampe aus zwei Achsen, auf welchen dicke, konisch zugespitzte Eisenstäbe befestigt sind. Diese Achsen sind mit einer anderen Achse mit Hilfe von Riemen und Rädern verbunden; diese zweite Achse wird durch einen Motor in Drehung gebracht. Der Drehungssinn der beiden Elektroden ist entgegengesetzt. Zwei Schrauben mit Federn erlaubten während des Ganges, die Elektroden einander zu nähern und zu entfernen. Bei Anwendung dieser Anordnung kann man zu viel stärkeren Strömen übergehen, denn das geschmolzene Eisen verteilt sich regelmäßig um die rotierende Elektrode. Auch die horizontale Stellung des Bogens ist von großem Vorteile. Durch diese Anordnung konnte ich allerdings eine etwas größere Lichtintensität erzielen, dafür ist aber die Handhabung dieser Lampe unbequem und der Bogen flackert infolge der Rotation. Daher fand ich einen wesentlichen Vorteil in der Anwendung dieser Lampe nur bei den weit im Ultravioletten liegenden Linien (gegen 250 $\mu\mu$).

Eine sehr günstige Lichtquelle für die Untersuchung der normalen Rotationsdispersion dürfte wohl eine Quecksilber-Amalgamlampe aus Quarz sein; leider stand mir aber eine solche nicht zur Verfügung, sondern nur zeitweilig eine Quecksilberlampe von Heraeus, mit der sich sehr gut Beobachtungen anstellen ließen.

1) E. Baly, Spectroscopy. London, Longmans, Green and Co. 1905, S. 370.



Der Gang einer Beobachtung war folgender. Zuerst bestimmte ich den Nullpunkt des ganzen Apparates, indem ich die Mattscheibe einsetzte und den Polarisator auf die gleiche Helligkeit der beiden Spektrumhälften im sichtbaren Gebiet einstellte. Mit Hilfe einer Lupe geschieht das leicht mit einer Genauigkeit von $2'-3'$. Dann wird die Trommel des Spektrographen so gestellt, daß der zu untersuchende Spektrumteil gerade in die Mitte des Gesichtsfeldes kommt. Nun wird das Magnetfeld erregt. Man ersetzt die Mattscheibe durch die Kassette und macht eine Reihe von Aufnahmen, die sich um eine Drehung des Polarisators von etwa 15, 30 Minuten voneinander unterscheiden. Untersucht man die Platte mit Hilfe eines Mikroskops, so kann man angenähert bestimmen, welcher Einstellung des Polarisators die Gleichheit der Intensitäten der beiden Hälften der untersuchten Spektrallinie entspricht, und daraus angenähert den Drehungswinkel schätzen. Macht man dann neue Reihen von Aufnahmen, bei denen kleinere Drehungen des Polarisators ausgeführt werden, so wird man mit einer großen Genauigkeit den definitiven Drehungswinkel bestimmen können. Praktisch wird dem eine Grenze gestellt, die durch den Halbschattenwinkel und die Intensität der Lichtquelle bestimmt ist. Bei meiner Anordnung bin ich bei Drehungen von $3'$ stehen geblieben. Die Messungen wurden beim Kommutieren des Stromes ausgeführt. Indes ist bei den Vorversuchen diese Kommutation nicht nötig, da man aus dem Nullpunkt und aus der Drehung im einen Sinne die Einstellung des Polarisators für die entgegengesetzte Drehung mit genügender Genauigkeit bestimmen kann.



Im Magnetfelde von 7800 C.G.S. 1 cm dicke Steinsalzplatte (Eisenspektrum).

Fig. 2.

Fig. 2 gibt die Reproduktion einer solchen Aufnahmenreihe. Sie bezieht sich auf die Dehnung im Steinsalz und $\lambda = 355\,\mu\mu$; die bezügliche Spektrallinie ist in der Figur markiert. Die Gleichheit der Intensitäten in den Spektren eines Paares tritt in dem dritten Paar von unten ein; dies ist aber auf der Reproduktion kaum wahrnehmbar.

Die Platten wurden mit einem Mikroskope von kleiner Vergrößerung untersucht und zwischen den verschiedenen Aufnahmen diejenige aufgesucht, für welche die Gleichheit der Intensitäten in beiden Linienhälften gerade auftritt. Will man aber eine große Genauigkeit und dabei volle Sicherheit erreichen, so muß sich die betreffende Aufnahme zwischen mehreren anderen Aufnahmen befinden, damit das Auge eine Reihe von Übergängen vor sich hat; denn bei kleinen Drehungswinkeln des Polarisators sind die Differenzen in der Schwärzung sehr fein. Falls eine Unsicherheit eintritt, was wegen des unruhigen Brennens der Bogenlampe möglich war, so wird man sich zweckmäßig der Stärkekontraste bei den äußersten Aufnahmen auf der Platte bedienen können. In den Randaufnahmen ist immer eine Hälfte der Linie mehr geschwärzt als die andere, und zwar sind die Verhältnisse auf den beiden Rändern entgegengesetzt. Ist der Kontrast zwischen hell und dunkel auf einem Rande stärker als auf dem anderen, so wird man daraus schließen, daß auch die gleiche Intensität näher zum letztern eintritt. Die Platten muß man untersuchen bei einer günstigen Beleuchtung, die weder zu stark noch zu schwach sein darf. Die Expositionszeit ist für die Empfindlichkeit der Methode von größter Wichtigkeit. Bei einer längeren Exposition verschwinden die feinen Unterschiede. Die Linie muß deutlich, aber auch delikat sein. Man wird deshalb in einem Vorversuche für verschiedene Linien die richtigen Expositionszeiten bestimmen. Am einfachsten geschieht dies dadurch, daß man in der Nullage des Apparates für ein ausgedehntes Spektrumgebiet eine Reihe von Aufnahmen verschiedener Expositionszeiten macht. Selbstverständlich variiert auch die Expositionszeit mit der zu untersuchenden Substanz; sie wechselt von 10 Sek. bis 6 Min.

Die Verschiedenheit der nötigen Expositionszeiten bei den benachbarten Linien und auch die Notwendigkeit, wegen der sicheren Schätzung, die in Betracht kommende Aufnahme in der Mitte der Platte zu haben, verursachten, daß mir im allgemeinen jede Platte mit 10 Aufnahmen nur *eine* Zahl gab. Da die Bestimmung bei Kommutation des Stromes geschieht, so gehörten 20 Aufnahmen auf 2 Platten zu einer Messung. Jede Messung wiederholte ich wenigstens zweimal. Die Methode gilt selbst-

verständlich auch für den sichtbaren Spektrumsbereich, in grün und gelb — mit Hilfe orthochromatischer Platten. Sie hat aber besonderen Wert für den blauen und violetten Spektrumteil, wo die Beobachtungen mit dem Auge schwierig sind.

III. Der magnetische Teil der Versuchsanordnung.

Was den magnetischen Teil der Versuche betrifft, so wurde hier mit einem Elektromagneten kleinerer Dimension[1]) gearbeitet; er gab mir bei einer Stromstärke von etwa 15 Amp. und einem Abstande der Polschuhe von 12 mm ein Feld von ca. 7700 C.G.S.-Einheiten.

Das Feld war inhomogen, was von geringer Bedeutung ist, wenn man die zu untersuchenden Substanzen von gleicher Dicke wählt und in immer derselben Position beobachtet, vorausgesetzt, daß es sich, wie bei den Dispersionsuntersuchungen, bloß nur um relative Werte der Drehungen handelt. Um den betreffenden Körpern im Magnetfelde eine immer unveränderliche Position zu geben, habe ich sie einfach an einen der Polschuhe mit Hilfe kleiner Gummistücke leicht angepreßt. Den absoluten Wert des Magnetfeldes habe ich durch zwei verschiedene Verfahren bestimmt: erstens durch die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Wasser und zweitens mit Hilfe einer Wismutspirale, deren Widerstandsänderung im Felde ich gemessen habe.

Die Verdetsche Konstante für Wasser für *Na*-Licht ist von Siertsema bestimmt worden; zugleich wurden von demselben Autor[2]) Messungen über das Verhältnis der Drehungswinkel für andere Wellenlängen ausgeführt, unter anderen auch für $\lambda = 453$. Da ich nun für die magnetische Drehung in einer 1,005 cm dicken Schicht für $\lambda = 452,9$ (*Fe*) einen Winkel von $2^0,993$ bekam, so habe ich die mittlere Feldstärke auf dem betreffenden Lichtwege mit Hilfe der Verdetschen Konstante für Wasser — 0,01302 und des Verhältnisses der Drehungen $\frac{\alpha_{453}}{\alpha_D} = 1,763$ zu

$$\mathfrak{H} = \frac{2,993 \times 60}{0,01302 \times 1,763 \times 1,005} = 7784 \text{ C.G.S.-Einh.}$$

berechnet.

Die anderen von mir untersuchten Substanzen waren immer beinahe 1 cm dick, so daß nur eine Korrektion genügte. Diese Korrektion entnahm ich aus der Kurve des Magnetfeldes, die mir die Messungen mit Hilfe der Wismutspirale in folgender Weise lieferten. Ich bestimmte die Änderung des Widerstandes der Spirale an verschiedenen Stellen des Magnetfeldes, indem ich sie von Millimeter zu Millimeter verschob. Aus der von der Fabrik gelieferten Eichungskurve bestimmte ich dann die entsprechenden Werte des Magnetfeldes und konnte so eine Kurve aufzeichnen. Dann konnte ich aber auch durch einfaches Auszählen der Quadrate auf millimetriertem Papier über ein gewisses Bereich integrieren und hierdurch den Mittelwert bilden.

So wurde in jedem einzelnen Falle verfahren. Der Vergleich der beiden Methoden ergab, daß die mit Hilfe der Wismutspirale gefundenen Werte noch im Verhältnis $\frac{778}{787}$ zu verringern waren, da nämlich die Wismutspirale für die oben erwähnte Wasserschicht anstatt 7780 C.G.S. — 7870 C.G.S. ergab. Der Unterschied von 1,2 Proz. ist wohl so zu erklären, daß bei den Messungen mit der Wismutspirale die letztere wegen ihrer gewissen Dicke nicht unmittelbar an die Polschuhe geschoben werden konnte und außerdem die Eichungskurve kaum zuverlässiger als auf 1 Proz. ist. Andererseits ist der wahrscheinliche Fehler für meine Messung der magnetischen Drehung für $\lambda = 452,9$ nicht größer als 0,6 Proz. und ebenso genau sind Siertsemas Zahlenwerte anzunehmen.

Die Kurve des Magnetfeldes erlaubte mir auch die Drehung in den Quarzblättchen, mit Hilfe derer ich den Trog mit Flüssigkeiten verschloß, auszurechnen. Ich bediente mich dabei der Werte der Verdetschen Konstante, die von Borel[1]) für Quarz gegeben worden sind. Außerdem habe ich die Zahlenwerte für die Wellenlängen: 452,9 404,6, 360,9, 310,0 256,3 249,6 auch unmittelbar bestimmt und innerhalb der Beobachtungsfehler eine völlige Übereinstimmung gefunden.

Um den Strom im Elektromagneten konstant zu halten, bediente ich mich eines Westonschen Millivoltmeters, dessen Angaben ich mit einer größeren Genauigkeit wie 0,2 Proz. bestimmen konnte. Ich habe stets den Nullpunkt des Instrumentes notiert, jedoch beeinflußten seine kleinen Veränderungen die Zahlenwerte nicht, wie ich mich bei wiederholten Versuchen überzeugen konnte. Daß sich auch die Elastizität der Feder während der ganzen Beobachtungszeit nicht verändert hat, konnte ich beim Wiederholen der Versuche sehen. So z. B. erhielt ich in einer Beobachtungsreihe für die Drehung in einer Platte von schwerem Bleiglase an der Linie *Fe*/452,9 den Winkel $9^0 22',5$ und etwa 8 Monate später — $9^0 24'$; ebenso für Alkohol an der Linie *Fe*/360,9 zunächst $4^0,60$ und nach einem halben Jahre — $4^0,61$.

1) B. Bavink, Gött. Dissertation 1904 und Neues Jahrb. für Mineralogie, Beil. Bd. XIX.

2) Siertsema, Arch. Néerlandaises (2) 6, 825, 1901.

1) l. c., S. 168.

Für die Regulierung des Stromes wurde ein kleiner Hilfswiderstand aus dickem Konstantandraht angefertigt, der mit einem passenden Schleifkontakt versehen war. So konnte der Strom sehr fein und bequem reguliert werden. Es ist zu bemerken, daß die Fehler aus der Stromschwankung in meinem Falle ganz ausgeschlossen waren, da ich während der Beobachtungen meine ganze Aufmerksamkeit auf die Stromregulierung wenden konnte. Dies ist auch einer der Vorteile der photographischen Methode.

Bei der angewandten Stromstärke (15 Amp.) erhitzte sich der Elektromagnet rasch. Da er auch gepanzert war, so stieg die Temperatur zwischen den Polschuhen in solchem Maße, daß ein Einfluß zu befürchten war. Um dem abhelfen, wurde eine Kühlung von etwas komplizierter Form konstruiert, die zwischen die Pole angebracht war. Es wurde auch eine Öffnung für ein Thermometer hergestellt; das letztere zeigte gewöhnlich die Temperatur von ca. 16^0. Daraus würde man aber noch schwer die Temperatur des untersuchten Körpers schließen, da derselbe an einen der Polschuhe angelegt war und sich dadurch mehr erhitzen konnte. Jedenfalls wurde die Kühlung so eingerichtet, daß dieser Polschuh besonders stark gekühlt war. Wurden zwei Messungen ausgeführt, eine am Anfang der Beobachtungen, die andere am Ende, wo der Elektromagnet schon heiß war, so konnte man keine Differenzen bemerken, die außerhalb der Beobachtungsfehler lagen. So darf man annehmen, daß sich alle diese Beobachtungen etwa auf eine Temperatur von 16^0 beziehen, da ja, wie bekannt, das Drehungsvermögen von der Temperatur nur sehr wenig abhängt.

IV. Erreichte Genauigkeit und Korrektionen.

Wie schon oben bemerkt, wurden bei den Messungen Drehungen des Polarisators von 3′ ausgeführt und es wurde dann unter den entsprechenden Aufnahmen diejenige ausgesucht, bei welcher die Bedingung der gleichen Intensität beider Linienhälften möglichst vollkommen erfüllt war. Gewöhnlich fand ich zwei Aufnahmen, zwischen denen die Umkehrung der Intensitäten in den beiden Linienhälften stattfand, und nahm dann den Mittelwert als richtig; so betrug die Genauigkeit einer Einstellung mindestens 1′,5. Es wurde immer der doppelte Drehungswinkel bestimmt und alle Messungen wurden wenigstens zweimal wiederholt. Die so erhaltenen Zahlen waren immer gut übereinstimmend und differierten bei dem doppelten Winkel der Regel nach höchstens um 3′. Es geschah jedoch zuweilen, obgleich selten, daß etwas größere Differenzen auftraten, die hauptsächlich von dem unruhigen Brennen der Bogenlampe herrühren dürften. Die erhaltene Genauigkeit ist anscheinend unabhängig von der Dispersion des Körpers und von der absoluten Größe des Drehungswinkels.

Als Beispiel gebe ich die Zahlenwerte, die für die Rotationsdispersion im Wasser gefunden waren. Aus 6 Beobachtungen, bei $\lambda =$ 452,9; 404,6; 360,9; 310,0; 275,0; 249,6 $\mu\mu$, wurde hier zuerst die Kurve gezeichnet, aus dieser Werte der Winkel für vier Zwischenlinien abgelesen und dann mit neuen unmittelbaren Beobachtungen verglichen. Es ergaben sich folgende Resultate:

λ	Aus der Kurve entnommen	Beobachtet
440,5	$3^0,37$	$3^0,36$
430,8	$3^0,55$	$3^0,54$
419,9	$3^0,75$	$3^0,74$
388,6	$4^0,50$	$4^0,51$

Die Differenzen sind kleiner als die Unsicherheit, welche von der Methode selber herrührt.

Was die nötigen Korrektionen betrifft, waren hier folgende zu erwägen: 1. die Korrektion wegen der Änderung der Temperatur, 2. wegen der Veränderlichkeit des Nullpunktes des Amperemeters, 3. wegen der Unvollkommenheit der Nicols, 4. wegen der vielfachen Reflexionen, die das Licht an den Endflächen der untersuchten Platten erfährt. Die zwei ersten spielen keine Rolle, wie oben gezeigt wurde. Die Unvollkommenheit des Nicols besteht darin, daß bei ihnen die Extinktion nicht in zwei sich voneinander um 180^0 unterscheidenden Positionen zustande kommt; sie hat ihre Ursache in der mangelhaften Parallelität der Endflächen und in der Lage der optischen Achse gegen die Drehungsachse des Apparates. Dieser Fehler ist gewöhnlich größer bei den Nicols mit schiefen Endflächen als bei den mit geraden. Durch Versuche habe ich mich überzeugen können, daß die in meinem Falle davon herrührenden Fehler auch noch in den Grenzen der Beobachtungsfehler blieben. So z. B. erhielt ich bei den Messungen der Rotationsdispersion im Flußspat folgende Zahlenwerte für die Linie *Fe*/263,1, die auch als Beispiel guter Einstellungen dienen mögen:

	Versuch Nr. I	II	III
Erste Einst. des Polarisators .	$182^0,625$	$182^0,625$	$362^0,625$
Zweite Einst. des Polarisators bei Stromumkehr	$167^0,375$	$167^0,375$	$347^0,400$
Doppelter Drehungswinkel .	$15^0,25$	$15^0,25$	$15^0,225$

Der dritte Versuch wurde in dem entgegengesetzten Teile des Kreises ausgeführt. Ähnliche Versuche wurden auch in anderen Fällen angestellt nnd das Resultat war dasselbe. Allerdings verfügte ich über einen vorzüglich gearbeiteten Nicol mit geraden Endflächen.

Auf die Korrektion für die vielfachen Reflexionen hat zuerst Borel aufmerksam gemacht[1]) und dafür einen für die Anwendung ziemlich unbequemen Ausdruck gegeben. Ich schließe mich hier an die Form, welche Prof. W. Voigt dafür gibt[2]), indem er die Lichtintensitäten in einem Halbschattenapparat in Betracht zieht. Es wird gezeigt, daß man von dem beobachteten Winkel noch den Wert $\frac{1}{2}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^4 \sin 4\alpha$ subtrahieren muß, wobei n der Brechungsindex, α der Drehungswinkel ist. Diese Korrektion ist nicht unbedeutend. Sie beträgt z. B. für meine Messungen der Dispersion im Wasser für einen Winkel von etwa 10° ca. 0°,08, also beinahe 1 Proz. Der wahrscheinliche Fehler der Messung ist dabei keineswegs größer als 0°,02. Man sieht also, daß die Korrektion bei genauen Messungen und größeren Drehungswinkeln durchaus notwendig ist.

Im Falle der Flüssigkeiten ist die Sache insofern komplizierter, als man dort mit verschiedenen Reflexionen zu tun hat: das Licht wird reflektiert beim Übergange von Flüssigkeit in die Verschlußplatten, wie auch beim Ausgange in die Luft. Man wird also vier Strahlenarten in Betracht ziehen müssen, wie es aus der Figur 3 leicht verständlich ist. Die

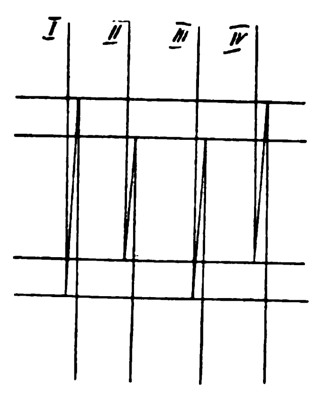


Fig. 3.

Größe der Korrektionen, die von diesen verschiedenen Strahlenarten herrühren, ist je nach der Flüssigkeit und den Verschlußplatten verschieden. So z. B. bei meinen Messungen für Wasser verursachte die Strahlenart I bei einem Winkel von ca. 14° eine Korrektion von 0°,067, die Art II konnte vernachlässigt werden, III und IV, welche man für die Rechnung zusammenfassen kann, ergaben 0°,025. Man sieht also, daß bei größeren Drehungswinkeln auch die verschiedenen Reflexionen nicht ohne weiteres zu vernachlässigen sind.

1) l. c., S. 163.

2) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 13.

Man muß bemerken, daß diese Korrektionen nur bei gut durchsichtigen Körpern anzuwenden sind, denn bei den absorbierenden kann es leicht passieren, daß diejenigen Strahlen, welche infolge der Reflexionen dreimal die Dicke der Substanz passierten, sehr geschwächt werden. Ich stellte mir auch diese Frage bei der Anwendung dieser Korrektion für meine Messungen. Der Versuch zeigte mir aber, daß eine dreifache Dicke des Wassers die Intensität im ganzen Meßbereiche nur wenig schwächte (nach einer groben Schätzung etwa im Verhältnis 3:4); so war auch die Einführung der Korrektion ohne Bedenken. Alkohol und Flußspat, wo ich auch die Korrektion angewandt habe, sind in dieser Beziehung dem Wasser analog, wie ich indirekt nach den Expositionszeiten schließe.

V. Resultate der Messungen.

1. Uviol-Glas. Für meine ersten Messungen benutzte ich das für die ultravioletten Strahlen durchlässige Glas der Firma C. Zeiß. Die Platte war 1,005 cm dick; das mittlere Magnetfeld betrug 7780 Gauß. Die erhaltenen Zahlen sind in der Tabelle wiedergegeben.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beobachteter Drehungswinkel	Verdetsche Konstante[1]) in Min.
436 (*Hg*)	4°,050	0',0311
405 (*Hg*)	4°,812	0',0369
365 (*Hg*)	6°,052	0',0464
313 (*Hg*)	8°,781	0',0674

Mit dieser 1 cm dicken Platte konnte ich nicht weiter als 300 $\mu\mu$ gehen. Mit einer 2 mm dicken Platte waren noch Messungen bei 275 $\mu\mu$ möglich, indes war es schwer, die Beobachtungen wegen der Inhomogenität des Feldes in eine Kurve zu vereinigen.

Da ich zurzeit keine genügenden Daten für die Dispersion dieses Glases im Ultravioletten habe, so konnte ich diese Zahlen mit den theoretischen Formeln nicht vergleichen.

2. Flußspat. Für die Messung wurde eine 1,064 cm dicke Platte angewandt.[2]) Das mittlere Magnetfeld betrug 7750 C.G.S.-Einheiten. Es wurden folgende Zahlenwerte erhalten:

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beob. Drehung	Korr. auf d. vielf. Refl.	Korr. Wert d. Winkels	Verdetsche Konst. in Min.
435,9 (*Hg*)	2°,41	0°,005	2°,41	0',01751
404,7 (*Hg*)	2°,80	0°,006	2°,79	0',02039
365,5 (*Hg*)	3°,55	0°,008	3°,54	0',02578
313,2 (*Hg*)	5°,03	0°,011	5°,02	0',03656
275,6 (*Fe*)	6°,77	0°,015	6°,75	0',04920
263,1 (*Fe*)	7°,62	0°,016	7°,60	0',05535
253,4 (*Fe*)	8°,41	0°,018	8°,39	0',06111

1) Den absoluten Werten der Verdetschen Konstante kommt durchaus nicht dieselbe Genauigkeit zu wie den Relativwerten (siehe über die Bestimmungen des Magnetfeldes).

2) Die Platte wurde dem Institute von der Firma Zeiß in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt.

Die Dispersion im Flußspat ist von Paschen[1]) untersucht worden. Wir können sie mit einer in dem vorliegenden Falle genügenden Genauigkeit so ausdrücken

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

wo $b^2 = 6{,}09$, $M_1 = 0{,}00612$, $M_2 = 5099$, $\lambda_1^2 = 0{,}00888$, $\lambda_2^2 = 1258$ (λ in Mikronen). Wenn es sich um Messungen im Ultravioletten handelt, und man sich auf die Genauigkeit der magnetooptischen Messungen beschränkt, so kann man λ^2 gegen 1258 vernachlässigen, und so wird

$$n^2 = 2{,}037 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Daraus folgt

$$\lambda \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{n}\left[0{,}003222 + \frac{M_1}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2}\right].$$

Die Proportionalität der Drehung mit diesem Ausdruck bildet die einkonstantige Becquerelsche Formel der magnetischen Rotationsdispersion. Indem ich meine Beobachtungen mit dieser Formel verglich, bekam ich folgendes:

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach d. Beob.	Verd. Konst. n. d. F. — $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$	Diff. beob. — ber.
435,9 (*Hg*)	0′,01751	0′,01741	+ 0′,00010
404,7 (*Hg*)	2039	—	—
365,5 (*Hg*)	2578	2550	+ 28
313,2 (*Hg*)	3656	3628	+ 28
275,6 (*Fe*)	4920	4933	— 11
263,1 (*Fe*)	5535	5541	— 6
253,4 (*Fe*)	6111	6098	+ 13

Man sieht, daß die Übereinstimmung recht vollkommen ist. Sind die Differenzen für 365 und 313 $\mu\mu$ etwas größer, als die wahrscheinlichen Beobachtungsfehler, so ist jedenfalls die Ordnungsgröße dieselbe. Besonders auffallend ist die Übereinstimmung bei den kurzen Wellenlängen, wo meine Beobachtungen etwa auf 0,3 Proz. genau sind.

Diese einfache einkonstantige Formel wurde bekanntlich auf Grund gewisser Vorstellungen über die Vorgänge im Magnetfelde von H. Becquerel[2]) gegeben. Sie wurde später von W. Voigt[3]) aus der Elektronentheorie abgeleitet; dabei beschränkt die Theorie die Gültigkeit dieser Formel auf ganz spezielle Fälle: Anwendung außerhalb des Absorptionsbereiches und für gleiche Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bei den verschiedenen Elektronen. Es war durchaus interessant zu prüfen, ob die Becquerelsche Formel im allgemeinen (wenigstens im Ultravioletten) so genau befriedigt wird, wie es die Messungen in Flußspat zeigen, oder ob sie bloß eine erste Annäherung an die Wirklichkeit bietet. Zu dem Zwecke wurden weitere Messungen bei zwei durchsichtigen flüssigen Körpern — Wasser und Alkohol — ausgeführt.

1) F. Paschen, Wied. Ann. **54**, 673, 1895.
2) H. Becquerel, Comp. rend. **125**, 679.
3) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 345, 1899; siehe auch Magneto- und Elektrooptik S. 127.

3. Wasser. Die Flüssigkeiten wurden, wie schon oben gesagt, in einem kleinen Glastroge untersucht. Der letztere war mit Hilfe von dünnen Platten (0,254 mm) aus links- und rechtsdrehendem Quarze verschlossen und mit Kanadabalsam gekittet. Wie die Korrektion auf die magnetische Drehung der Verschlußplatten ausgeführt worden ist, wurde schon oben in der Beschreibung des magnetischen Teiles der Versuche angegeben. Die Messungen sind in folgender Tabelle zusammengefaßt. Dabei war die Wasserschicht 1,005 cm dick, das mittlere Magnetfeld = 7780 Gauß.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beobachteter Winkel	Drehung i. d. Verschlußpl.	Drehung im Wasser	Korrektion für Reflex	Korrigierter Winkel	Verd. Konst. in Min.
495,8 (*Fe*)	2°,59	0°,14	2°,45	0°,02	2°,43	0′,0186
492,1 (*Fe*)	2°,61	0°,15	2°,46	0°,02	2°,45	0′,0188
452,9 (*Fe*)	3°,17	0°,18	2°,99	0°,02	2°,97	0′,0228
440,5 (*Fe*)	3°,37	0°,19	3°,18	0°,03	3°,15	0′,0242
430,8 (*Fe*)	3°,54	0°,20	3°,34	0°,03	3°,32	0′,0254
419,9 (*Fe*)	3°,74	0°,21	3°,53	0°,03	3°,51	0′,0269
404,6 (*Fe*)	4°,08	0°,23	3°,85	0°,03	3°,82	0′,0293
388,6 (*Fe*)	4°,51	0°,25	4°,24	0°,03	4°,21	0′,0323
360,9 (*Fe*)	5°,32	0°,28	5°,04	0°,04	5°,00	0′,0384
310,0 (*Fe*)	7°,77	0°,43	7°,34	0°,06	7°,28	0′,0559
275,0 (*Fe*)	10°,76	0°,58	10°,18	0°,08	10°,11	0′,0776
249,6 (*Fe*)[1])	14°,37	0°,70	13°,67	0°,09	13°,58	0′,1042

Was die Dispersion im Wasser betrifft, so kann sie, nach den Untersuchungen von Martens[2]), durch folgende Formel dargestellt werden:

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k\lambda^2,$$

wo

$$m = 1{,}2677 \qquad k = \frac{m'}{\lambda''^2} = 0{,}01341,$$

$$m' = 0{,}49378 \qquad \lambda' = 0{,}11512\ \mu.$$

Danach war es also leicht, den Ausdruck $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ auszurechnen und die Beobachtungen mit der Becquerelschen Formel zu vergleichen. Das Resultat ist unten angegeben.

1) Diese Linie ist schon ziemlich lichtschwach. Deshalb kommt dieser Messung eine geringere Genauigkeit zu wie den anderen. Der Fehler dürfte jedenfalls nicht mehr als 0°,1 betragen.
2) F. Martens, Ann. d. Phys. **6**, 636, 1901.

λ	Verdetsche Konst. nach d. Beobacht.	Verdetsche Konst. n. d. Becq. Formel	Diff. beob.—ber.
495,8	0',0186	0',0210	—0',0024
492,1	188	204	— 16
452,9	228	239	— 11
440,5	242	252	— 10
430,8	254	263	— 9
419,9	269	278	— 9
404,6	293	299	— 6
388,6	323	328	— 5
360,9	384	—	—
310,0	559	558	+ 1
275,0	0',0776	0',0765	+ 11
249,6	0',1042	0',1008	+ 34

Aus dem regelmäßigen Gange und aus der Größe der Differenzen sieht man, daß die Kurven der beiden Zahlenreihen sich schneiden.

Ich versuchte dann den Beobachtungen durch die allgemeine Formel der Elektronentheorie gerecht zu werden. Die magnetische Dispersion würde dementsprechend, bei Berücksichtigung der gewöhnlichen Dispersion, durch folgende Formel gegeben sein:

$$\delta = \frac{1}{n}\left(\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{\gamma'\lambda^2}{\lambda''^4}\right),$$

wo δ den Drehungswinkel, n den Brechungsindex, α, β, γ' drei Konstanten bezeichnen; λ' und λ'' sind aus der obigen Dispersionsformel zu entnehmen. Übrigens kann $\frac{\gamma'}{\lambda''^4}$ in eine Konstante $-\gamma$ gefaßt werden.

Um diese Formel auf einen ausgedehnteren Spektrumsbereich anzuwenden, habe ich meine Zahlen an Siertsemas Messungen angeschlossen. Siertsema[1]) hat eine Untersuchung der magnetischen Rotationsdispersion des Wassers im Sichtbaren ausgeführt. Seine Messungen beziehen sich auf das Gebiet zwischen 405 und 721 $\mu\mu$. Da ein Teil meiner Messungen auch zwischen 400 und 500 $\mu\mu$ ausgeführt war, so war es möglich, den Anschluß zu gewinnen. Um zu sehen, inwiefern der Gang beider Dispersionskurven identisch ist, habe ich nach Siertsemas Zahlen eine entsprechende Kurve aufgezeichnet, aus ihr durch Interpolation die Drehung für dieselben Linien, auf welche sich meine Messungen bezogen,

λ	$\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{453}}$ bei mir	$\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{453}}$ bei Siertsema	Differenz
495,8	0,818	0,822	— 0,004
492,1	0,824	0,834	— 0,010
452,9	—	—	—
440,5	1,060	1,062	— 0,002
430,8	1,116	1,115	+ 0,001
419,9	1,180	1,175	+ 0,005
404,6	1,287	1,261	+ 0,026

1) L. H. Siertsema, Archives Néerlandaises (2) 6, 825, 1901.

bestimmt und dann den Ausdruck $\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{453}}$ bei mir und bei ihm für verschiedene Wellenlängen verglichen. Das Resultat ist vorstehend angegeben. Die Differenzen sind etwas größer an den Grenzen des Gebietes. Das ist aber leicht verständlich aus der Weise, in welcher Siertsema seine Zahlen erhalten hat und in welcher ich meine Messungen ausführte. Siertsema hat 11 Beobachtungsreihen in eine Kurve vereinigt und seine Zahlen aus dieser Kurve entnommen; seine Beobachtungen stimmen mit der Kurve bis auf 1 Proz. überein; besonders große Abweichungen (wie auch zu erwarten war) bekam er im Violetten. An der Linie 405 (und nicht 404,6) hat er nur eine Beobachtung gemacht; und die Beobachtung gibt dort eine erhebliche Differenz gegen seine Kurve (die Kurve gab den Wert 2,218, die Messung aber um 28 Einheiten der dritten Dezimale weniger); da 405 $\mu\mu$ die kürzeste Wellenlänge ist, für welche Siertsema seine Zahlen gibt, so ist auch seine Kurve für diesen Wert extrapoliert; deshalb konnte man hier auch keine gute Übereinstimmung erwarten. Was andererseits die Linien in der Nähe von 500 $\mu\mu$ betrifft, so sind dort meine Beobachtungen relativ ungenau. Da nämlich die Genauigkeit meiner Messungen konstant und der dort bei meinen Versuchsbedingungen beobachtbare Winkel klein war, so ist der relative Fehler groß. Es wirkte auch störend, daß gerade im Sichtbaren die Dispersion meines Spektralapparates außerordentlich klein war; die Linien drängten sich daher dicht nebeneinander, was die Messungen erschwerte. Abgesehen von den Grenzlinien ist die Übereinstimmung für 440,5 430,8 419,9 $\mu\mu$ sehr gut. Man wird bemerken, daß hier meine Werte sich an Siertsemas Kurve besser anschließen, als seine eigenen Beobachtungen, was leicht verständlich ist, weil ich mich einer empfindlicheren Methode bediente. So habe ich mich auch ohne Bedenken an Siertsemas Untersuchung angeschlossen und nach dem Werte der Drehung für 453 $\mu\mu$ auch die Drehung für andere Wellenlängen für die von mir benutzte Wellenlänge und Dicke ausgerechnet. In der folgenden Tabelle, in welcher ich die Beobachtungen mit der dreikonstantigen (siehe oben) Dispersionsformel verglichen habe, sind die nach Siertsemas Zahlen ausgerechneten Werte der Verdetschen Konstante von den übrigen durch eine Horizontallinie getrennt. Die Konstanten der Formel habe ich durch Ausprobieren zu $\alpha = -0,0003021$, $\beta = +0,005654$, $\gamma = +0,001576$ bestimmt. (S. nachstehende Tab.) Die Differenzen sind größer für die Wellenlängen 249,6, 647 und 701 $\mu\mu$. Wie aber schon oben bemerkt, kommt der Messung an der äußersten ultravioletten Linie, wegen der Licht-



λ in μμ	Verd. Konst. n. d. Beobacht.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
701	0',0091	0',0093	— 0',0002
647	0',0104	0',0108	— 4
600	0',0124	0',0125	— 1
554	0',0148	0',0147	+ 1
500	0',0184	0',0182	+ 2
452,9	0',0228	0',0227	+ 1
440,5	0',0242	0',0241	+ 1
430,8	0',0255	0',0253	+ 2
419,9	0',0269	0',0269	0
404,6	0',0293	0',0293	0
388,6	0',0323	0',0321	+ 2
360,9	0',0384	0',0383	+ 1
310,0	0',0559	0',0562	— 3
275,0	0',0776	0',0776	0
249,6	0',1042	0',1030	+ 12

schwäche, nicht dieselbe Genauigkeit zu wie den anderen; die Unterschiede im Roten sind auch wahrscheinlich Beobachtungsfehlern zuzuschreiben, denn dort weichen die Beobachtungen Siertsemas von seiner Dispersionskurve stark ab.

Es schien interessant, diese Angaben für ein so ausgedehntes Spektrum auch mit dem Resultat der Molekularstromtheorie zu vergleichen. In diesem Falle[1]) würde sich die Dispersionsformel folgendermaßen gestalten:

$$\delta = n\left(\frac{\alpha_1}{\lambda^2} + \frac{\beta_1}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \gamma_1\right),$$

wo die Bezeichnungen dieselben wie in der früheren Formel sind; für die Konstanten habe ich bei Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf die Werte für $\lambda = 701$, 600, 500, 453, 361, 275 folgende Werte erhalten: $\alpha_1 = -0{,}003681$; $\beta_1 = +0{,}006549$; $\gamma_1 = 0{,}00074$. Die Resultate der Berechnung sind in folgender Tabelle enthalten:

λ in μμ	Verd. Konst. n. d. Beobacht.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
701	0',0091	0',0092	— 0',0001
647	0',0104	0',0108	— 4
600	0',0124	0',0125	— 1
554	0',0148	0',0148	0
500	0',0184	0',0183	+ 1
452,9	0',0228	0',0227	+ 1
440,5	0',0242	0',0241	+ 1
430,8	0',0255	0',0253	+ 2
419,9	0',0269	0',0269	0
404,6	0',0293	0',0292	+ 1
388,6	0',0323	0',0321	+ 2
360,9	0',0384	0',0384	0
310,0	0',0559	0',0562	— 3
275,0	0',0776	0',0779	— 3
249,6	0',1042	0',1034	+ 8

Man sieht also, daß die Erscheinungen der normalen magnetischen Rotationsdispersion in Wasser zwischen den beiden Theorien nicht zu entscheiden erlauben.

Ich habe schließlich die von mir erhaltenen Zahlenwerte mit denjenigen von van Schaïk[1]) verglichen (im Ultravioletten beziehen sich seine Messungen nur auf die Wellenlängen 372,9 und 358,0 μμ); zu dem Zwecke zeichnete ich die entsprechende Dispersionskurve und verglich die Drehungswinkel mit dem Winkel für 452,9 μμ, als Einheit genommen. Wie man aus der Tabelle ersehen kann, sind die Differenzen innerhalb der Grenzen der von van Schaïk verbürgten Genauigkeit:

λ in μμ	Verhältnis $\frac{\alpha\lambda}{\alpha_{453}}$ nach van Schaïk	Verhältnis $\frac{\alpha\lambda}{\alpha_{453}}$ n. mein. Beob.	Differenz
440,5	1,065	1,060	+ 0,005
430,7	1,125	1,117	+ 0,008
404,6	1,300	1,287	+ 0,003
360,9	1,682	1,684	— 0,002

4. Alkohol. Wie beim Wasser, so war auch hier die Schicht 1,005 cm dick, das Magnetfeld — 7780 Gauß. Für die Messungen habe ich käuflichen „absoluten" — 99,8 prozentigen Alkohol angewandt. Bei diesem Präparat läßt sich im weiten Ultravioletten eine Absorption merken. Indessen gibt G. P. Drossbach[2]) an, daß ein spezielles Kahlbaumsches Präparat (frei von den höheren Homologen) absolut durchsichtig wäre. Es ist möglich, daß diese äußerst kleinen Beimengungen auch auf die Dispersion des Körpers einen merklichen Einfluß ausüben. Es war mir aber unmöglich, dies näher zu untersuchen, da ich mir ein Kahlbaumsches spezielles Präparat nicht verschaffen konnte. Meine Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Wellenlänge in μμ	Beobachtete Drehung	Drehung in d. Verschlußpl.	Drehung für Alk.	Korrektion für Reflex	Korrigierter Winkel	Verd. Konst. in Min.
452,9 (Fe)	2°,74	0°,18	2°,56	0°,02	2°,54	0',0195
440,5 (Fe)	2°,95	0°,19	2°,76	0°,02	2°,74	210
438,4 (Fe)	2°,98	0°,19	2°,79	0°,02	2°,77	212
430,8 (Fe)	3°,08	0°,20	2°,88	0°,02	2°,87	220
404,6 (Fe)	3°,51	0°,23	3°,28	0°,02	3°,26	250
396,9 (Fe)	3°,69	0°,24	3°,45	0°,02	3°,43	263
388,6 (Fe)	3°,88	0°,25	3°,63	0°,02	3°,61	277
364,8 (Fe)	4°,50	0°,28	4°,22	0°,02	4°,19	321
363,2 (Fe)	4°,53	0°,28	4°,25	0°,03	4°,23	325
361,9 (Fe)	4°,58	0°,28	4°,30	0°,03	4°,27	328
360,9 (Fe)	4°,61	0°,28	4°,33	0°,03	4°,30	330
310,0 (Fe)	6°,58	0°,43	6°,15	0°,04	6°,11	469
256,3 (Fe)	10°,80	0°,62	10°,18	0°,06	10°,12	777

Die Anwendung der Becquerelschen Formel gab ebenso, wie beim Wasser, ein unbefriedi-

1) Drude, Optik, I, 2. Aufl., S. 417.

1) W. C. L. van Schaïk, Archives Néerlandaises, **17**, 386, 1882.

2) „Über ultraviolette Absorptionsspektren". Ber. d. deutsch. Ch. Ges. 1902, **35** (2), 1486 und **35** (1), 91.

gendes Resultat; in folgender Tabelle ist das Resultat für einige Linien angegeben:

Wellenlänge in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach d. F. $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$	Differenz beob. — ber.
452,9	0',0195	0',0193	+ 0',0002
404,6	250	251	— 0',0001
360,9	330	—	—
310,0	469	504	— 0',0035
256,3	777	930	— 0',0153

Es entspricht hier die einkonstantige Formel gleichfalls einem anderen Dispersionsgange.

Auch für Alkohol habe ich die Beobachtungen durch die allgemeinere Dispersionsformel der Elektronentheorie gut darstellen können. Entsprechend der Formel der gewöhnlichen Dispersion (nach Martens[1])

$$n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2},$$

wo $\lambda' - 0{,}133\ \mu\mu$, $m = 1{,}4548$, $m' = 0{,}3819$, habe ich zwei Konstanten eingeführt und gesetzt:

$$\delta = \frac{1}{n} \left\{ \frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} \right\}.$$

Für die Konstanten α und β fand ich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate folgende Werte: $\alpha = + 0{,}002645$, $\beta = + 0{,}002416$. Folgende Tabelle enthält die Vergleichung zwischen den beobachteten und berechneten Werten.

Wellenl. λ in $\mu\mu$	V. Konst. a. d. Beob.	V. Konst. a. d. Formel	Differenz	Brechungs-ind. n ber.
452,9	0',0195	0',0197	— 0',0002	1,369
440,5	0',0210	210	0	1,369
438,4	212	212	0	1,369
430,8	220	220	0	1,370
404,6	250	253	— 3	1,372
396,9	263	264	— 1	1,373
388,6	277	277	0	1,374
364,8	321	320	+ 1	1,377
363,2	325	323	+ 2	1,377
361,9	328	326	+ 2	1,377
360,9	330	328	+ 2	1,377
310,0	469	471	— 2	1,387
256,3	777	776	+ 1	1,406

Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend, obgleich die Differenzen etwas größer sind als die Beobachtungsfehler; vielleicht sind sie mit den geringen Verunreinigungen der Substanz im Zusammenhange.

Die Molekularstromtheorie führt in diesem Falle zur Formel

$$\delta = n \left(\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta}{\lambda^2 - \lambda'^2} \right).$$

Indem ich nach einigem Probieren $\alpha = + 0{,}0002854$, $\beta = + 0{,}002429$ setzte, erhielt ich auch bei Anwendung dieser Formel eine gute Übereinstimmung, wie die nächste Tabelle zeigt.

1) l. c. S. 636.

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
452,9	0',0195	0',0196	— 0',0001
440,5	210	209	+ 1
438,4	212	211	+ 1
430,8	220	219	+ 1
404,6	250	252	— 2
396,9	263	263	0
388,6	277	276	+ 1
364,8	321	319	+ 2
363,2	325	323	+ 2
361,9	328	325	+ 3
360,9	330	328	+ 2
310,0	469	471	— 2
256,3	777	773	+ 4

5. Steinsalz. Die Beobachtungen an Flußspat machten es wahrscheinlich, daß die einkonstantige Formel $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ ein fast strenges Dispersionsgesetz für Körper mit besonders hoher Durchsichtigkeit im Infraroten darstellt, und es war interessant, dies näher zu prüfen. Besonders empfahl sich hier Steinsalz. Man hätte direkt Joubins[1]) Zahlen verwerten können; dieselben sind aber im Ultravioletten ziemlich ungenau, wegen der angewandten unempfindlichen Methode. So habe ich die Messungen im Violetten und Ultravioletten noch einmal durchgeführt und mich nur in den übrigen Teilen des sichtbaren Spektrums an Joubin angeschlossen.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet bei den Messungen der Umstand, daß Steinsalz meist eine geringe Doppelbrechung besitzt. Die Firma Steeg & Reuter lieferte mir indessen eine Platte mit so geringen Spuren von Doppelbrechung, daß dieselben fast ohne Einfluß auf die Genauigkeit der Messungen waren. Da aber Steinsalz bekanntlich infolge der Feuchtigkeit auf der Oberfläche matt wird, so mußten die Messungen möglichst rasch ausgeführt werden, und man konnte nicht immer die gewöhnliche Genauigkeit erreichen. Jedenfalls dürfte der maximale Fehler (bei $\lambda = 404{,}6\ \mu\mu$) weniger als 0,4 Proz. betragen und im günstigsten Falle (bei $\lambda = 310{,}0\ \mu\mu$) ist die Messung genauer als bis auf 0,1 Proz. anzunehmen, während die maximale Genauigkeit, die Joubin erreichen konnte, 1 Proz. betrug. Den Anschluß an Joubins Zahlenwerte gaben mir die Messungen für 441,5 und 452,9 $\mu\mu$; das Verhältnis entsprechender Winkel ist bei mir 1,062, bei Joubin — 1,060; die Werte stimmen also überein. Die Zahlen von Joubin habe ich dann durch $\frac{8{,}70}{21{,}05}$, das Verhältnis der Drehungen für 441,5 $\mu\mu$ bei mir und bei ihm, multipliziert. Die so erhaltenen Werte sind in der Tabelle durch die

1) P. Joubin, Ann. de Ch. et de Phys. (6) 16, 78. 1889.

Horizontallinie getrennt. Die von mir benutzte Steinsalzplatte war 9,762 mm dick; das mittlere Magnetfeld betrug 7840 Gauß.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beob. Drehung	Korrektion a. d. Reflex	Korrig. Winkel	V. Konst. in Min.
643,7 (Cd)	4°,00	0°,02	3°,98	0',0312
537,7 (Cd)	5°,72	0°,03	5°,69	0',0446
508,4 (Cd)	6°,38	0°,03	6°,35	0',0498
479,9 (Cd)	7°,27	0°,03	7°,24	0',0568
467,7 (Cd)	7°,65	0°,03	7°,62	0',0597
452,9 (Fe)	8°,19	0°,03	8°,16	0',0640
441,5 (Fe)	8°,70	0°,03	8°,67	0',0680
404,6 (Fe)	10°,70	0°,05	10°,65	0',0835
355,2 (Fe)	14°,80	0°,07	14°,73	0',1155
310,0 (Fe)	21°,53	0°,08	21°,45	0',1682
259,9 (Fe)	37°,27	0°,05	37°,22	0',2918

Der Brechungsindex kann durch folgende Formel dargestellt werden[1]):

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m''\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} + \frac{m'''\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'''^2} - k\lambda^2,$$

wo

$$m = 1{,}1560 \qquad m'' = 0{,}3178$$
$$k = 0{,}0003092 \qquad \lambda'' = 0{,}1563\ \mu,$$
$$m' = 0{,}8555 \qquad m''' = 1{,}6208$$
$$\lambda' = 0{,}1107\ \mu \qquad \lambda''' = 51{,}20\ \mu.$$

Daraus erhält man

$$\lambda\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{n}\left\{\frac{m'\lambda'^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{m''\lambda''^2}{(\lambda^2 - \lambda''^2)^2} + 2k'\right\};$$

hier ist $k' = k + \frac{m'''}{\lambda'''^2}$; $2k' = 0{,}0012366$. Diese Annahme genügt für die bei den Messungen der magnetischen Rotationsdispersion erreichbare Genauigkeit. Die Anwendung der Becquerelschen Formel gab folgendes Resultat:

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach d. F. $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$	Differenz beob. — ber.
643,7	0',0312	0',0293	+ 0,0013
537,7	0',0446	0',0434	+ 12
508,4	0',0498	0',0491	+ 7
479,9	0',0568	0',0559	+ 9
467,7	0',0597	0',0594	+ 3
452,9	0',0640	0',0640	0
441,5	0',0680	0',0678	+ 2
404,6	0',0835	0',0836	— 1
355,2	0',1155	0',1159	— 4
310,0	0',1682	—	—
259,9	0',2918	0',2917	+ 1

Die Übereinstimmung im Gebiete 453 bis 260 $\mu\mu$ ist ganz auffallend; die Differenz für 355,2 ist zwar größer als der wahrscheinliche Beobachtungsfehler, beträgt jedoch bloß 0,4 Proz. Im Sichtbaren werden aber die Beobachtungen durch diese Formel nicht dargestellt, denn Joubin hält hier seine Beobachtungen wenigstens auf 1 Proz. genau. Die allgemeine Formel der Elektronentheorie erlaubt im ganzen Gebiete den Beobachtungen getreu zu bleiben.

1) F. Martens, Ann. d. Phys. 6, 623, 1901.

Die Formel enthält in diesem Falle 4 Konstanten, α, β, γ, η:

$$\delta = \frac{1}{n}\left\{\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{\gamma\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \eta\lambda^2\right\}.$$

Die übrigen Bezeichnungen sind dieselben wie früher. Indem ich nach manchem Probieren $\alpha = -0{,}2003$, $\beta = 1{,}363$, $\gamma = 0{,}9355$ und $\eta = 1{,}464$ setzte, bekam ich folgendes:

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach der Formel	Differenz beob. — ber.
643,7	0',0312	0',0314	— 0',0002
537,7	0',0446	0',0443	+ 3
508,4	0',0498	0',0497	+ 1
479,9	0',0568	0',0563	+ 5
467,7	0',0597	0',0597	0
452,9	0',0640	0',0641	— 1
441,5	0',0680	0',0678	+ 2
404,6	0',0835	0',0833	+ 2
355,2	0',1155	0',1153	+ 2
310,0	0',1682	0',1676	+ 6
259,9	0',2918	0',2924	— 6

Die Abweichungen sind etwas größer im Ultravioletten, erreichen dort jedoch keine 0,4 Proz.

VI. Berechnung des Wertes $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und Schluß.

Die Becquerelsche Formel der Rotationsdispersion $\left(\delta = C\lambda\frac{dn}{d\lambda}\right)$ ist von besonderem Interesse, da man nach ihr bequem den Wert $\frac{\varepsilon}{\mu}$ berechnen kann. Aus der Elektronentheorie wurde sie von W. Voigt[1]) abgeleitet; Siertsema[2]) wies darauf hin, daß die Konstante dieser Formel aus dem Experimente zugänglichen Werten besteht und außerdem noch die Unbekannte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ enthält; dasselbe Resultat hat Drude[3]) einfacher abgeleitet. Er gibt nämlich

$$\delta = z\mathfrak{H}\frac{\varepsilon}{\mu}\cdot\frac{\lambda}{2c}\frac{dn}{d\lambda},$$

wo δ den Drehungswinkel, z die Dicke der Substanz, $\mathfrak{H}$ das Magnetfeld, $\frac{\varepsilon}{\mu}$ die Ladung durch Masse im elektromagnetischen System, c — Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Diese Formel verlangt also, daß δ durch $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$ eine Konstante ist. Bei den bis jetzt in dieser Beziehung bekannten Körpern war diese Bedingung nur annähernd erfüllt. Wie die hier ausgeführten Messungen zeigen, gilt sie sehr genau im Ultravioletten für Flußspat und Steinsalz. Für Fluß-

1) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 345, 1899; Magneto- und Elektrooptik S. 130.
2) L. H. Siertsema, Comm. Lab. Leiden Nr. 82.
3) Drude, Optik, 2. Aufl., S. 426; anstatt — soll dort + stehen.

spat habe ich $\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}21 \times 10^7$, für Steinsalz $= 1{,}63 \times 10^7$ gefunden.

Drude sucht die Verschiedenheit der aus den Beobachtungen der magnetischen Rotationsdispersion folgenden Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dadurch zu erklären, daß er den Einfluß ultraroter Elektronen annimmt, denen er kleine Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ zuschreibt. Im Ultravioletten sollte nun der Einfluß ultraroter Elektronen auf den Brechungsindex kleiner werden und sich demgemäß der Wert $\frac{\delta}{\lambda \frac{dn}{d\lambda}}$ einer Konstante, damit aber auch $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dem Werte für die freien Elektronen nähern.

Diese Erklärung ist nicht stichhaltig, wie meine Beobachtungen zeigen. Dieselben ergeben, daß im allgemeinen auch im weiten Ultravioletten von der Konstanz von $\frac{\delta}{\lambda \frac{dn}{d\lambda}}$ keine Rede sein kann. Was die Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ betrifft, so ist folgende Tabelle lehrreich. Sie enthält für Wasser, Alkohol und Steinsalz Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$, den Beobachtungen für verschiedene Wellenlängen entsprechend.

Wasser		Alkohol		Steinsalz	
λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$	λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$	λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
405	$1{,}41 \times 10^7$	453	$1{,}19 \times 10^7$	644	$1{,}73 \times 10^7$
275	$1{,}45 \times 10^7$	361	$1{,}14 \times 10^7$	508	$1{,}65 \times 10^7$
250	$1{,}48 \times 10^7$	356	$9{,}63 \times 10^6$	310	$1{,}63 \times 10^7$

Die Veränderung der Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ mit der Wellenlänge im Alkohol und Steinsalz erfolgt also im entgegengesetzten Sinne, als die Hypothese der Einwirkung ultraroter Elektronen verlangen würde.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich also folgendermaßen ausdrücken:

1. Der Gang der magnetischen Rotationsdispersion entspricht den allgemeinen Formeln der Elektronentheorie und läßt sich durch sie gut quantitativ darstellen. Dies gibt selbstverständlich keinen vollen Beweis für die Richtigkeit der Theorie, zeigt aber ihre Nützlichkeit; man überzeugt sich leicht davon, daß man mit Hilfe mancher der älteren Interpolationsformeln bei einer gleichen Anzahl verfügbarer Konstanten den Beobachtungen bei weitem nicht so vollkommen gerecht werden kann.

2. Es ist bemerkenswert, daß die Beobachtung für die Konstanten der Rotationsdispersion, welche nach der Theorie bei Annahme schwingender negativer Elektronen positiv sein sollten, zum Teil negative Werte ergibt. Dies Resultat stimmt mit anderen neuesten Ergebnissen überein, die von manchen Autoren auf die Existenz schwingender positiver Elektronen gedeutet werden und sich in der Tat so am einfachsten erklären würden. Indessen stehen einer solchen Deutung bekanntlich auch schwere Bedenken entgegen.

3. Es haben sich Fälle (Flußspat, Steinsalz) gefunden, wo die Becquerelsche Formel, welche die magnetische Drehung mit $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ proportional setzt, für das violette und ultraviolette Bereich die Beobachtungen innerhalb der Fehlergrenzen darstellt. Dies Verhalten scheint durch eine hohe Durchsichtigkeit im Ultraroten bedingt zu sein.

4. Die Abweichungen der magnetischen Drehung von dem Ausdrucke $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ und die Verschiedenheiten der Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ sind nicht durch Elektronen mit kleinen Eigenfrequenzen zu erklären.

5. Die vorstehend angewandte photographische Methode erlaubt in einem außerordentlich ausgedehnten Spektrum sehr genaue Messungen auszuführen und könnte mit Hilfe größerer Mittel in ihrer Genauigkeit noch gesteigert werden. Selbstverständlich ist dasselbe Verfahren auf die Messungen der natürlichen Drehung unmittelbar anwendbar. Auch im sichtbaren Spektrum dürfte die photographische Methode das gewöhnliche Verfahren in vielen Fällen verdrängen: ihre Angaben sind viel objektiver.

6. Es würde sich empfehlen, für die Messung starker Magnetfelder anstatt Schwefelkohlenstoff und *Na*-Licht Steinsalz und eine der ultravioletten Eisen- oder Kadmiumlinien anzuwenden. Die Verdetsche Konstante ist im letzten Falle etwa 7 mal so groß. Für sehr genaue Messungen müßte die Drehung von Steinsalz im absoluten Maße neu bestimmt werden; in dieser Arbeit kommt nur den Verhältnissen der Winkel eine höhere Genauigkeit zu. Die absoluten Werte der Verdetschen Konstanten sind immerhin jedenfalls auf 1 Proz. genau anzunehmen.

Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. W. Voigt, welchem ich bei Ausführung dieser Arbeit in jeder Hinsicht außerordentlich viel zu verdanken habe, erlaube ich mir an dieser Stelle meinen innigsten Dank auszusprechen. Auch Herrn Privat-

dozent Dr. F. Krüger bin ich für die mir gegebenen praktischen Ratschläge sehr verpflichtet.

Göttingen, im Mai 1908.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür.

Von K. Bädeker und E. Pauli.

In einer Arbeit über Elektrizitätsleitung von festen Metallverbindungen[1]) wurde von K. Bädeker auch der spezifische Widerstand des festen Kupferjodürs bestimmt. Im Mittel von einigen recht schwankenden Werten würde der für einen durchsichtigen Körper merkwürdig kleine Wert von $4{,}5 \cdot 10^{-2}$ Ohm angenommen. Es wurde auch festgestellt, daß diese Substanz eine zeitliche Veränderung durchmacht, die sich darin äußert, daß ihr Widerstand allmählich, im Laufe von Tagen, zum vielfachen Betrage des ursprünglichen Wertes anwächst.

Um diesen Alterungsvorgang näher zu untersuchen, insbesondere, um den wirklichen Minimalwert des spez. Widerstands im ersten Moment nach der Jodierung des Kupfers festzustellen, brachten wir den Kupferspiegel[2]) mitsamt den Zuleitungen zur Widerstandsmessung fertig hergerichtet in ein besonders gebautes Jodierungsgefäß. Durch Evakuieren konnte in diesem der von einem Jodkörnchen gebildete Dampf schnell verbreitet, und dann in einem gegebenen Moment durch einen kräftigen Luft- oder Wasserstoffstrom plötzlich wieder weggespült werden. In allen Phasen des Vorgangs wurde der Widerstand des Spiegels mit Wechselstrom festgestellt.

Dabei zeigte sich nun, daß zunächst ein noch erheblich höheres Leitvermögen erhalten werden konnte als oben angegeben. Eine Schicht, deren Interferenzfarbe ($n = 2{,}0$) auf eine Dicke von ca. 180 $\mu\mu$ schließen ließ, bei einer Breite von 1,30 cm und einer durchströmten Länge von 1,10 cm hatte einen Minimalwiderstand von nur 500 Ohm bei 18° C. Hieraus berechnet sich ca. 0,010 als spez. Widerstand, gegen 1,35 der bestleitenden Schwefelsäure. Die Untersuchung des Alterungsvorgangs in der angegebenen Art ergab, daß die Alterung überhaupt unterblieb, wenn die *CuJ*-Schichten dauernd im gesättigten Joddampf gehalten wurden. Beim Durchleiten von Luft oder Wasserstoff setzte sie plötzlich ein und der Widerstand stieg auf beliebig hohe Werte. Wenn bei erneutem Evakuieren die Joddampfsättigung wieder eintrat, so kehrt sich der Vorgang um, und nach einiger Zeit wurde der ursprüngliche kleine Wert des Widerstands wieder erreicht. Diese Erscheinung ließ sich am gleichen Präparat anscheinend beliebig oft wiederholen.

Eine nähere Untersuchung dieser eigentümlichen Vorgänge und der Natur der dabei beobachteten Elektrizitätsleitung soll in der nächstfolgenden Arbeit gegeben werden.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

1) Ann. d. Phys. (4) **22**, 749, 1907.
2) Dessen Herstellung und Montierung s. l. c., S. 753.

Über eine eigentümliche Form elektrischen Leitvermögens.

Von K. Bädeker.

Das Phänomen, welches in dieser Arbeit näher beschrieben werden soll, ist folgendes: Kupferjodür, welches im reinen Zustand die Elektrizität sehr wenig leitet, läßt sich durch Einwirkung von freiem Jod in einen Körper verwandeln, dem etwa das 100 fache Leitvermögen der bestleitenden Schwefelsäure zukommt. Es findet dabei Aufnahme einer kleinen Menge Jods statt. Der Vorgang läßt sich rückgängig machen und beliebig oft wiederholen.

Den Anlaß zur Auffindung dieser Erscheinung, die meines Wissens noch nicht beschrieben ist, wurde durch Beobachtungen gegeben, über die in der vorhergehenden Arbeit berichtet worden ist. Eine wie dort durch Kathodenzerstäubung von Kupfer und nachfolgende Jodierung hergestellte *CuJ*-Schicht, die einige Tage gelegen hat, zeigt im Dunkeln nur eine geringfügige Elektrizitätsleitung, deren Betrag — wahrscheinlich unter $^1/_{10}$ rezipr. Ohm — noch nicht genauer festgestellt wurde.

Bringt man die Schicht in einen Raum, der gesättigten Joddampf enthält, oder in eine gesättigte Jodlösung, so steigt ihre spezifische Leitfähigkeit schnell auf einen Betrag von beiläufig $1{,}0 \cdot 10^2$ rezipr. Ohm. Der Vorgang erfolgt asymptotisch, doch so, daß ca. $^4/_5$ der ganzen Zunahme in der ersten Minute stattfinden.

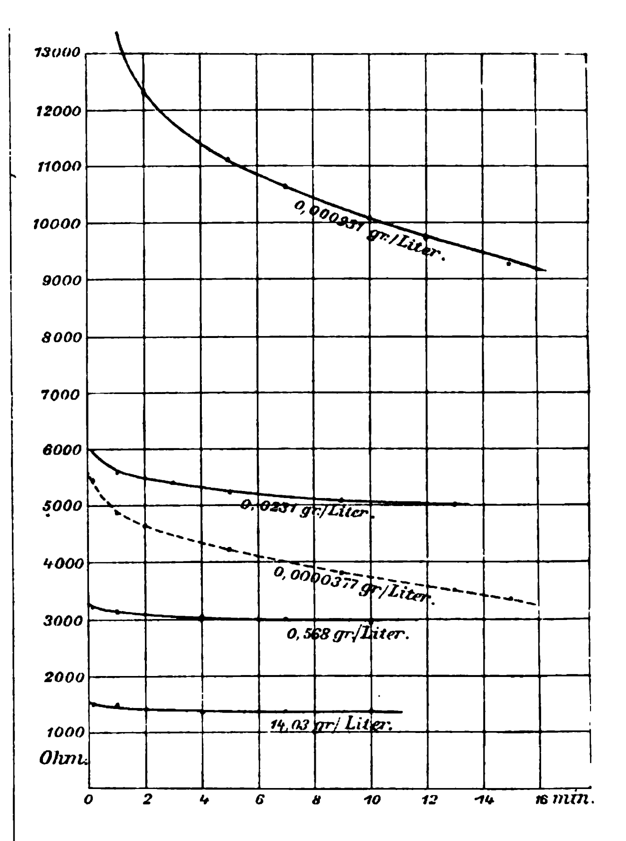
Die Elektrizitätsleitung in den so erhaltenen gutleitenden Schichten bleibt nur in Gegenwart von Jod unverändert bestehen. Ihr Widerstand, mit Gleichstrom und Wechselstrom gemessen, war nicht um meßbare Beträge verschieden; bei längerem Durchleiten eines Gleichstroms von 30 Amp./cm² Dichte veränderte er sich nicht,

auch ließ sich Polarisation von mehr als 10^{-4} Volt nicht nachweisen. Das gleiche gilt noch, wenn die Schichten durch längeres Lagern im jodfreien Raum erheblich (50—100fach) größere Widerstände angenommen hatten, doch ist peinlicher Ausschluß von Feuchtigkeit hier wesentlich. An gelagerten Schichten hohen Widerstands konnten elektrolytische Erscheinungen wahrgenommen werden, wenn hinreichend große Spannungen (220 Volt) verwandt wurden. Die mikroskopische Beobachtung des Vorgangs zeigte indes, daß gleichzeitig anscheinend durch Joulesche Wärme an den zersetzten Stellen die Schicht geschmolzen war. Für festes *CuJ*, auf welches Jod eingewirkt hat, wird man nach dem Angegebenen wohl metallische Leitung für wahrscheinlich halten.

Durch die Einwirkung des Jods nimmt *CuJ*, das an und für sich weiß oder schwach gelblich ist, eine etwas dunklere Färbung an. Das pulverförmige Produkt von Kahlbaum wurde hell kaffeebraun. Mit dieser Veränderung ist eine geringfügige Gewichtsvermehrung verbunden, die gemessen wurde. 6,2480 g *Cu J* von Kahlbaum wurden im Vakuum mit etwas Jod zusammengebracht. Nach 1 ½ Tagen hatte das Gewicht um 0,0110 g, nach 3 Tagen um 0,0208 g zugenommen. Weiterhin traten in 3 Tagen nur unregelmäßige Schwankungen bis ½ mg auf. Durch Erwärmen im Vakuum in Gegenwart von festem Kali wurde das Produkt wieder weiß und nahm sein altes Gewicht bis auf 0,3 mg wieder an. Erneutes Jodieren ergab wieder eine Gewichtszunahme von 0,0209 g. Es scheint also ein Gleichgewichtszustand erreicht zu sein, bei dem auf 1 g *Cu J* 0,00333 g *J* kommen. Da ein molekulares Verhältnis durch diese Zahlen ausgeschlossen ist, übrigens die Menge des aufgenommenen Jods von der Temperatur abhängig zu sein scheint, so wird man an eine feste Lösung denken. Über den Molekularzustand des Jods kann dabei noch nichts ausgesagt werden.

In Berührung mit ungesättigtem Joddampf, ebenso mit ungesättigten Jodlösungen ist die Jodaufnahme entsprechend geringer. Durch Messung des Widerstands einer Schicht in einer Serie von Jodlösungen verschiedener Konzentration wurde dies festgestellt.

Um eine chemische Einwirkung des Lösungsmittels auszuschließen, wurde reinstes Chloroform benutzt, das mir von Prof. Rabe hier freundlichst zur Verfügung gestellt wurde, und Schwefelkohlenstoff von Kahlbaum. Die Erscheinungen waren in beiden Fällen im wesentlichen gleich. Fig. 1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Einstellung des Widerstands in Lösungen in Chloroform, die verdünnteste Lösung (0,0000379 g Liter) in $^1/_{10}$ des Maßstabes der



übrigen. Man sieht, daß sich bei den verdünnteren Lösungen der Grenzwert der Einstellung noch nicht mit Sicherheit extrapolieren läßt. Tab. 1 stellt die vorläufig angenommenen Grenzwerte in Beziehung zur Konzentration der Badlösung.

Tab. I.

Konzentr. in g pro Liter	Grenzwiderstände in Ohm	rel. Leitfähigkeiten
0,0000377	25000	0,050
0,000931	8000	0,156
0,0230	4800	0,260
0,568	2850	0,438
14,03	1250	1,000

Tab. II gibt die entsprechenden Zahlen für Lösungen in Schwefelkohlenstoff.

Tab. II.

Konzentr. in g pro Liter	Grenzwiderstände in Ohm	rel. Leitfähigkeiten
0,00333	9000	0,100
0,0822	5500	0,164
2,026	3400	0,265
50,0	1400	0,642
155 (gesättigt)	900	1,000

Es zeigen sich also in beiden Fällen minimale Jodkonzentrationen schon äußerst wirksam. Die genauere Betrachtung der beiden Tabellen



zeigt, daß die Leitfähigkeit im ersten Falle etwa der 4.—5. Wurzel, im zweiten Falle der 5.—6. Wurzel aus der Konzentration proportional ist.

Die im vorstehenden gegebenen Beobachtungen führen zu der Auffassung, daß im *Cu J* ein Körper vorliegt, dem sich durch Jodaufnahme ein metallisches Leitvermögen sehr verschiedenen Grades zuerteilen läßt. Die Elektronentheorien führen für die elektrische Leitfähigkeit eines Metalls alle auf einen Ausdruck der Form

$$\gamma = f \sum \frac{Nlu}{\alpha},$$

worin f ein universeller Zahlenfaktor ist, der in den verschiedenen Theorien verschieden ausfällt. N ist die Zahl der Elektronen pro cm^3, l die mittlere freie Weglänge eines Elektrons, u die Geschwindigkeit seiner unregelmäßigen Wärmebewegung, α die Änderung seiner Bewegungsenergie für 1^0 Temperatursteigerung. Wenn nun γ im Falle des *Cu J* durch Jodaufnahme zunimmt, so wird die einfachste und plausibelste Annahme die sein, daß nur N sich ändert. Bei der sehr geringfügigen Aufnahme von *J* selbst im Fall der Sättigung, wird man zunächst eine Änderung von l, vollends von α und u nicht annehmen. Diese Betrachtungsweise eröffnet die Möglichkeit, verschiedene Resultate der Elektronentheorie einer neuen Prüfung zu unterziehen.

Es sei hier noch erwähnt, daß die Leitfähigkeit des *Cu J* nach Versuchen von Herrn Rudert im hiesigen Laboratorium durch Belichtung erhöht wird, ein Effekt, der beim *Ag J* von H. Scholl[1]) eingehend studiert worden ist. Da beim Belichten aus *Ag J*, also wohl auch aus *Cu J*, Jod freigemacht wird, so ist nach den oben beschriebenen Beobachtungen eine Wirkung auf die Elektrizitätsleitung von vornherein zu erwarten. Auch minimale Jodmengen müssen schon eine merkliche Wirkung haben.

1) Ann. d. Phys. (4) **16**, 193 u. 417, 1905.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

Theoretische Bestimmmung des Dampfdrucks fester und flüssiger Kohlensäure.

Von E. Falck.

1. In seiner Arbeit „über die Bedeutung chemischer Gleichgewichte aus thermischen Messungen"[1]) gibt Nernst zur Berechnung von Dampfdruckkurven die Formel:

1) Gött. Nachr., Heft I, 1906.

$$\left.\begin{aligned}\log p = -\frac{\lambda_0}{4{,}571\,T} + 1{,}75 \log T \\ -\frac{\varepsilon}{4{,}571}\,T + C\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

worin p den Dampfdruck bei der absoluten Temperatur T bedeutet, λ_0, ε und C Konstanten von bestimmter theoretischer Bedeutung sind.

Diese Formel ergibt sich durch Integration der Clausius-Clapeyronschen Gleichung für die Abhängigkeit der Spannung des gesättigten Dampfes von der Temperatur:

$$\lambda = T\frac{dp}{dT}(v - v_0), \qquad (2)$$

wenn in dieselbe die von Nernst auf empirischem Wege gefundene Funktion

$$p(v - v_0) = RT\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \qquad (3)$$

eingeführt wird und für die molekulare Verdampfungswärme λ der Ausdruck:

$$\lambda = (\lambda_0 + 3{,}5\,T - \varepsilon\,T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right). \qquad (4)$$

Die Näherungsgleichung (3), in der v das Molekularvolumen des Dampfes, v_0 das der flüssigen oder festen Substanz und π den kritischen Druck bedeutet, ist aus der Annahme heraus aufgestellt, daß der Satz, nach dem für übereinstimmende Drucke das Volumen des gesättigten Dampfes unabhängig von der Substanz ist, zutrifft, und ihre Anwendung auf höhere Drucke wird deshalb bedingt durch die allgemeine Gültigkeit dieses Satzes. Es ist ferner zu beachten, daß sie zunächst nur für flüssige Stoffe gelten kann, doch wird sie als Näherungsformel, sobald es sich nur darum handelt, der immerhin kleinen Abweichungen des Dampfes fester Körper von den Gasgesetzen Rechnung zu tragen, auch in diesem Falle brauchbar sein. Im übrigen geht die Gleichung für niedrige Drucke, wo $\frac{p}{\pi}$ gegen 1 und v_0 gegen v zu vernachlässigen ist, in die gewöhnliche Gasgleichung über und gilt daher um so angenäherter, je geringere Abweichungen der gesättigte Dampf von den Gasgesetzen zeigt.

Die Formel (4) beruht auf der Voraussetzung, daß sich die Wärmetönung eines chemischen Prozesses, die sich erfahrungsgemäß nicht sehr mit der Temperatur ändert, in eine vom absoluten Nullpunkt an nach ganzen Potenzen von T fortschreitende Reihe entwickeln läßt, so daß, wenn $\lambda - RT$ die wegen der äußeren Arbeit korrigierte Kondensationswärme bezeichnet,

$$\lambda - RT = \lambda_0 + a\,T + b\,T^2 + \cdots \qquad (5)$$

gesetzt werden darf. Hier bedeutet λ_0 die Kondensationswärme beim absoluten Nullpunkt,

und die Koeffizienten a, b .. bezeichnen der betreffenden Substanz eigentümliche Konstanten, die in bestimmtem Zusammenhang mit den spezifischen Wärmen derselben stehen, denn nach dem ersten Hauptsatz ist:

$$\frac{d\lambda}{dT} = C_v - c_0 + R,$$

wenn C_v die Molekularwärme des dem idealen Gaszustand hinreichend nahen Dampfes bei konstantem Volumen, c_0 die des flüssigen oder festen Körpers bedeutet. Unter der Voraussetzung, daß mit hinreichender Annäherung an die Tatsachen die Reihe (5) nach dem dritten Gliede abgebrochen werden darf, wird daher:

$$R + a + 2bT = C_v - c_0 + R.$$

Und da weiter, die Gültigkeit der oben erwähnten Annahme vorausgesetzt, sich auch die spezifischen Wärmen durch eine nach ganzen Potenzen von T fortschreitende Reihe ausdrücken lassen, so ist unter derselben Bedingung

$$C_v = \alpha + 2\beta T \qquad (6a)$$

$$c_0 = \alpha_0 + 2\beta_0 T \qquad (6b)$$

zu setzen und folglich

$$a = \alpha - \alpha_0$$

gleich der Differenz der Molekularwärmen des Dampfes bei konstantem Volumen und des festen oder flüssigen Kondensationsproduktes beim absoluten Nullpunkt, und

$$b = \beta - \beta_0,$$

so daß schließlich:

$$\lambda = \lambda_0 + (R + \alpha - \alpha_0)\, T + (\beta - \beta_0)\, T^2 \qquad (7)$$

wird. Der Koeffizient $(R + \alpha - \alpha_0)$ in dieser Gleichung ist, da es an experimentellen Bestimmungen von spezifischen Wärmen bei tiefen Temperaturen besonders für Substanzen im flüssigen und festen Zustand mangelt, von Nernst auf einem anderen Wege vorläufig als eine universelle Konstante mit dem numerischen Wert 3,5 bestimmt worden.

Von besonderer Wichtigkeit ist in Formel (1) die Integrationskonstante C, die bestimmt ist, wenn nach Ermittlung der beiden Konstanten λ_0 und $\beta_0 - \beta = \varepsilon$ für eine beliebige Temperatur der Dampfdruck bekannt ist, unabhängig davon, ob sich der Dampf im Gleichgewicht mit der flüssigen oder der festen Phase der Substanz befindet, während die Werte von λ_0 und ε noch durch den Aggregatzustand des Kondensationsproduktes bedingt werden. Die Konstante C ist also eine für die Substanz charakteristische Größe, aber ihre volle Bedeutung erhält sie erst durch das neue Wärmetheorem von Nernst[1]), nach dem sich „für kondensierte Systeme die maximale Arbeit A und die Wärmeentwicklung Q, beide Größen bezogen auf den Druck des gesättigten Dampfes der einzelnen reagierenden Substanzen, beim absoluten Nullpunkt tangieren, d. h. es wird

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dQ}{dT} \text{ für } T = 0.\text{“} \qquad (8)$$

Denn mit Hilfe dieser Hypothese läßt sich die bei der Integration der Reaktionsisochore:

$$Q = RT^2 \frac{\partial \ln K}{\partial T}$$

unbestimmt bleibende Integrationskonstante darstellen als additiv zusammengesetzt aus den jeder einzelnen Molekülgattung eigentümlichen Integrationskonstanten C.

Herr Professor Nernst hat mir die Aufgabe gestellt, die Brauchbarkeit der Formel (1) an den Dampfdrucken der flüssigen und festen Kohlensäure zu prüfen, die sich dadurch auszeichnet, daß sie auch bei tiefen Temperaturen noch eine merkliche Dampfspannung besitzt.

2. An experimentellen Bestimmungen von Dampfdrucken von CO_2 liegen bei tiefen Temperaturen hauptsächlich Messungen vor von Zeleny und Smith[1]) und von Nernst.[2]) Die ersteren erstrecken sich über das Temperaturintervall von -7^0 bis -134^0 C, die von Nernst reichen von $-138,5^0$ bis $-155,2^0$ C. An Beobachtungen von spezifischen Wärmen der flüssigen und festen Kohlensäure fehlt es vollständig, und es mußten deshalb die Werte aller 5 Konstanten, der beiden λ_0, der beiden ε, die fortan mit $\lambda_0''\varepsilon''$ für den flüssigen, $\lambda_0'\varepsilon'$ für den festen Zustand bezeichnet werden sollen, und der einen Größe C aus den Dampfdruckkurven (Gleichung 1) abgeleitet werden.

Es ergab sich:

$$\lambda_0'' = 4970 \qquad \lambda_0' = 6000$$
$$\varepsilon'' = 0,03239 \qquad \varepsilon' = 0,009983$$
$$C = 3,17,$$

so daß nach Formel (1) die Dampfdrucke der flüssigen Kohlensäure durch die Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} \log p'' = -\frac{4970}{4,571\, T} + 1,75 \log T \\ -\frac{0,03239}{4,571} T + 3,17 \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

bestimmt werden, während für die Dampfdrucke der festen Kohlensäure die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} \log p' = -\frac{6000}{4,571\, T} + 1,75 \log T \\ -\frac{0,009983}{4,571} T + 3,17 \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

gilt.

1) Gött. Nachr., Heft I, 1906 u. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. Berlin 1906, LII: Über die Beziehungen zwischen Wärmeentwicklung und maximaler Arbeit bei kondensierten Systemen.

1) Zeleny u. Smith, diese Zeitschr. 7, 667, 1906.

2) Diese Messungen sind in jüngster Zeit gemacht und mir von Herrn Prof. Nernst freundlichst für diese Arbeit zur Verfügung gestellt worden.

Um untersuchen zu können, wie weit die Gleichungen (9) und (10) die beobachtete Dampfdruckkurve der Kohlensäure wiedergeben, sind in Tabelle 1 die berechneten und beobachteten Werte der Dampfspannung für eine Reihe von Temperaturen zusammengestellt.

Tabelle I.

	Flüssige Kohlensäure:		Feste Kohlensäure:		
Temp. in ° C	p ber. in Atm.	p beob. (Z. u. Sm.)	p ber. in cm Quecks.	p beob. (Z. u. Sm.)	p beob. (N.)
—10	25,54	25,83			
—20	19,24	19,52			
—30	14,44	14,21			
—40	9,87	9,88			
—50	7,13	6,73			
—60	4,27	4,35	315	298	
—70			151	144	
—80			67,3	65,7	
—90			27,4	28,8	
—100			10,1	11,9	
—110			3,3	4,3	
—120			0,91	1,4	
—130			0,21	0,25	
—138			0,0577		0,0600
—142			0,0282		0,0278
—146			0,0131		0,0123
—150			0,0059		0,0050
—154			0,0025		0,0024

Es zeigt sich, daß die Übereinstimmung der Formel (9) mit den Tatsachen als eine recht gute zu bezeichnen ist. Auch für die feste Kohlensäure zeigen Beobachtung und Berechnung eine genügende Übereinstimmung, nur in dem mittleren Temperaturgebiet von -100^0 C an erfolgt eine bedeutende Abweichung, die berechneten Zahlen sind zu klein gegen die beobachteten, und erst bei -130^0 C beginnt wieder eine Annäherung zwischen der berechneten und der beobachteten Kurve, die dann in eine befriedigende Übereinstimmung übergeht.

Naumann[1]) findet in der von ihm für Jod berechneten Formel (1) bei sonst guter Übereinstimmung in dem mittleren Temperaturgebiet ebenfalls eine große Abweichung, von ungefähr 24 Proz., zwischen Beobachtung und Berechnung und meint, es läge dies wahrscheinlich an den beobachteten Werten. Da hier die Formel dasselbe auffallende Verhalten zeigt, so ist wohl anzunehmen, daß die Annahme eines linearen Verlaufs der spezifischen Wärmen nicht hinreichend genau zutrifft, daß vielmehr noch Glieder mit höheren Potenzen von T zu berücksichtigen sind. Andererseits ist es bei der sonst guten Leistungsfähigkeit der Formeln (9) und (10) auch hier nicht unwahrscheinlich, daß in dem zweifelhaften Gebiet der Fehler zum Teil auch in den beobachteten Werten zu suchen ist. Jedenfalls wäre es sehr wünschenswert, daß zwischen -100^0 und -130^0 C noch einige kontrollierende Messungen gemacht würden.

1) Dissertation, Berlin 1907: „Experimentelle Bestimmung und theoretische Berechnung kleiner Dampfdrucke von Jod und Metalljodiden".

3. Es sollen jetzt noch die bei den Formeln (9) und (10) benutzten Konstanten einer Prüfung unterzogen werden, soweit andere Berechnungen vorliegen oder experimentelle Daten zur Verfügung stehen.

Die Konstante C, die durch die Formel (1) berechnet 3,17 ergibt, wurde auf empirischem Wege von Nernst in guter Übereinstimmung aus den kritischen Daten zu 3,2 berechnet.

Für die molekulare Verdampfungswärme λ der festen Kohlensäure liegen nur für die latente Wärme des Siedepunktes Messungen vor von Behn[1]) und von Favre und Silbermann[2]) und eine Berechnung von Kuenen und Robron[3]) zu 5324 Kalorien, für die Verdampfungswärme der flüssigen Kohlensäure eine Messung bei -25^0 C von Cailletet und Mathias.[4]) Nach Formel (4) nun läßt sich die Verdampfungswärme der flüssigen Kohlensäure darstellen durch die Gleichung:

$$\lambda'' = (4970 + 3,5\ T - 0,03239\ T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \quad (11)$$

und die der festen durch:

$$\lambda' = (6000 + 3,5\ T - 0,009983\ T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \quad (12)$$

Die nach dieser Formel berechneten Werte sind mit den beobachteten in Tabelle II zusammengestellt[5]):

Tabelle II.

Druck in Atm.	Temp. in ° C	λ berechn.	λ beob.	
16,77	—25	3040	3200 (C. u. M.)	
1	—78,9	6219	6266 (B.)	6257 (F. u. S.)

Danach zeigt sich die Formel (12) in guter Übereinstimmung mit den Tatsachen, in der Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Formel (11) ist zu berücksichtigen, daß wir uns bei -25^0 C und einem Druck von 16,77 Atmosphären in einem Gebiet befinden, für das nach unsern Voraussetzungen die Anwendung der Formel (4) nur ein angenähertes Resultat ergeben kann.

Eine Prüfung der für ε' und ε'' berechneten

1) Ann. d. Phys. 1, 272, 1900.
2) Ann. de Chim. et de Phys. (3) **37**, 470.
3) Phil. Mag. (6) **3**, 627.
4) Landolt-Börnstein, Tab.
5) Für den kritischen Druck π geben nach Landolt-Börnstein Tab. Andrew 73 u. 77 Atm., Amagat 72,9 und Dewar 77 Atm., für die Siedetemperatur Kuenen und Robron —78,3, Cailletet —80, Villard und Jarry —79° C, Zeleny und Smith (l. c.) —78,2; bei obiger Berechnung sind daher die Mittelwerte $\pi = 75$ Atm. und $T = 194,1$ verwendet worden.

Werte allein, unabhängig von den Verdampfungswärmen, an den spezifischen Wärmen der flüssigen und festen Kohlensäuren ist wegen des schon oben erwähnten vollständigen Mangels an Beobachtungen auf diesem Gebiet nicht möglich. Umgekehrt kann aber mit Hilfe von ε' und ε'' eine hypothetische Formel zur Berechnung dieser Größen aufgestellt werden.

Wir nahmen in (6a) und (6b) die Molekularwärme des Dampfes bei konstantem Volumen als lineare Temperaturfunktion an:

$$C_v = \alpha + 2\beta T$$

und für die Molekularwärme der flüssigen und festen Substanz die analoge Form:

$$c_0'' = \alpha_0'' + 2\beta_0'' T$$

bezw.

$$c_0' = \alpha_0' + 2\beta_0' T.$$

$\beta_0'' - \beta = \varepsilon''$ und $\beta_0' - \beta = \varepsilon'$ sind bekannt, und beachten wir ferner, daß im Sinne des neuen Wärmetheorems beim absoluten Nullpunkt allgemein die spezifische Wärme der (unterkühlten) flüssigen und der festen Substanz einander gleich sind, d. i.

$$\alpha_0'' = \alpha_0' \text{ ist für } T = 0$$

und daß nach der oben erwähnten Annahme hier die Molekularwärme eines Gases bei konstantem Volumen stets um 1,5 Kalorien größer ist als die des flüssigen oder festen Kondensationsproduktes, so gelangen wir zu Gleichungen für die spezifischen Wärmen. Extrapolieren wir nämlich nun die Messungen von Holborn und Austin[1]) für die Molekularwärme der dampfförmigen Kohlensäure bei konstantem Druck zum absoluten Nullpunkt und führen in die Gleichung die Molekularwärme bei konstantem Volumen ein, so ergibt sich die Beziehung:

$$C_v = 5{,}28 + 0{,}0061\ T,$$

folglich kann

$$\alpha_0'' = \alpha_0' = 5{,}28 - 1{,}5 = 3{,}8$$

gesetzt werden, und

$$\beta_0'' = 0{,}0061 + 0{,}03239 = 0{,}0385$$
$$\beta_0' = 0{,}0061 + 0{,}009983 = 0{,}0161$$

so daß die Molekularwärme der flüssigen Kohlensäure bestimmt würde durch die Gleichung:

$$c_0'' = 3{,}8 + 0{,}077\ T$$

und die der festen Kohlensäure durch:

$$c_0' = 3{,}8 + 0{,}032\ T.$$

Ausgenommen für den absoluten Nullpunkt, wo nach der Theorie die beiden spezifischen Wärmen einander gleich sind, ist also bei allen Temperaturen die spezifische Wärme der (unterkühlten) flüssigen Kohlensäure größer als diejenige der festen in Übereinstimmung mit dem Verhalten aller untersuchten Substanzen.

1) Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. Berlin, S. 175, (1905).

4. Zum Schluß sollen die Gleichungen (9), (10), (11) und (12) noch zu einer Veranschaulichung der neuen thermodynamischen Hypothese

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dQ}{dT} = 0 \text{ für } T = 0$$

für die Bildung von flüssiger (unterkühlter) Kohlensäure aus reiner fester Kohlensäure angewandt werden. Wir denken uns den Vorgang isotherm und reversibel vollzogen. Wenn dann p'' und p' die Dampfdrucke der flüssigen bezw. festen Kohlensäure bezeichnen, so wird in bekannter Weise die dabei geleistete maximale Arbeit bestimmt durch die Gleichung:

$$A = R\,T \ln \frac{p''}{p'} = 4{,}571\ T \log \frac{p''}{p'},$$

während die Wärmetönung bei diesem Prozeß die Schmelzwärme

$$Q = \lambda''_T - \lambda'_T$$

ist, wenn λ'_T und λ''_T die Verdampfungswärmen der festen und flüssigen Kohlensäure bei der absoluten Temperatur T bezeichnen. In Tabelle III sind die Werte von Q und A für eine Reihe von Temperaturen bis zum dreifachen Punkt (bei $-56{,}4^0$ C) zusammengestellt und in der Figur sind dieselben Werte graphisch aufgetragen.

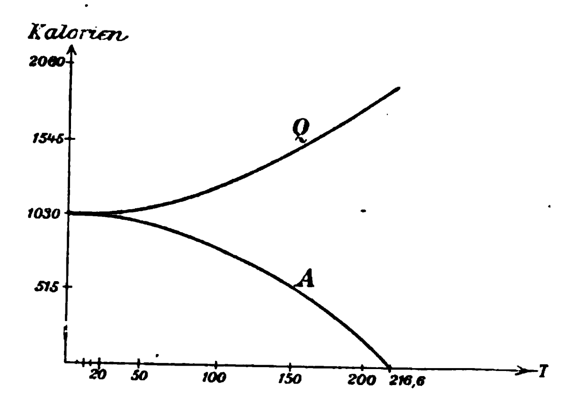


Tabelle III.

abs. Temp.	maximale Arbeit	Wärmetönung
0	1030	1030
5	1029	1029
10	1028	1032
20	1020	1039
50	976	1086
100	809	1254
150	526	1534
216,6	0	1939

Ein Vergleich der Werte in der Tabelle zeigt, wie es die entsprechende graphische Darstellung zu versinnlichen sucht, daß gemäß der Annahme (8), nach der die Beziehung

$$A = A_0 - \beta T^2$$
$$Q = A_0 + \beta T^2$$

gilt, die beiden Kurven symmetrisch zu einer Geraden parallel der Abszissenachse verlaufen und daß sie sich in der Nähe des absoluten Nullpunktes in der Tat tangieren und praktisch schon bei $T = 20$ die Wärmeentwicklung Q und die maximale Arbeit A einander gleich zu setzen sind.

Berlin, Mai 1908.

(Eingegangen 15. Mai 1908.)

Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Macků.

Benutzte Zeichen:

α Galvanometerausschlag,

$$b_1 = \frac{1}{L_{11} C_1}, \quad b_2 = \frac{1}{L_{22} C_2},$$

C_1, C_2 Kapazitäten im Primär- und Sekundärsystem,

δ_1, δ_2 Dämpfung in ungekoppelten Systemen,

$\mathfrak{d}_1, \mathfrak{d}_2$ Dekremente in ungekoppelten Systemen,

F Funkenpotential,

$\mathfrak{J}_1$, $\mathfrak{J}_2$ Stromintensitäten im Primär- und Sekundärsystem,

$\mathfrak{J}_3$ Stromintensitäten im Thermoelementenkreise,

k Koppelungskoeffizient,

L_{11}, L_{22} Selbstinduktionskoeffizienten,

L_{12}, L_{21}, L_{23} gegenseitige Induktionskoeffizienten,

ν_1, ν_2 Schwingungszahlen der ungekoppelten Systeme in 2π Sekunden,

$$p_{12} = \frac{L_{12} C_2}{L_{11} C_1}, \quad p_{21} = \frac{L_{21} C_1}{L_{22} C_2},$$

ϱ Widerstand des Thermoelementenkreises,

V_1, V_2 Potentialdifferenz im Primär- und Sekundärsystem,

x Verstimmung $= 1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}$,

y Verhältnis des Stromeffektes im Thermoelementenkreise zum maximalen Effekte,

$a = \sqrt{1 + \frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2}}$; a_r, a_x der wirkliche Betrag der Größe a für die Resonanz (r) und die Verstimmung (x).

Für die Potentiale zweier induktiv gekoppelter Schwingungskreise gelten die simultanen Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} V_1'' + 2\delta_1 V_1' + b_1 V_1 &= p_{12} V_2'' \\ V_2'' + 2\delta_2 V_2' + b_2 V_2 &= p_{21} V_1'' \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Beide Potentiale genügen also der Gleichung:

$$V'''' + P V''' + Q V'' + R V' + S = 0, \qquad (2)$$

in welcher bedeutet:

$$\left.\begin{aligned} P &= \frac{2(\delta_1 + \delta_2)}{1 - k^2} \\ Q &= \frac{b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2}{1 - k^2} \\ R &= \frac{2(b_1\delta_2 + b_2\delta_1)}{1 - k^2} \\ S &= \frac{b_1 b_2}{1 - k^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

In weiteren Untersuchungen werden wir nur die Werte der Größen V_1, V_1', V_1'', V_1'''; V_2, V_2', V_2'', V_2'''; für die Zeit $t = 0$ brauchen. Wir bezeichnen sie mit den Zeichen:

$$V_{10}, \ V_{11}, \ V_{12}, \ V_{13}; \ V_{20}, \ V_{21}, \ V_{22}, \ V_{23}.$$

Die Anfangsbedingungen geben:

$$V_{10} = F, \ V_{20} = 0, \ V_{11} = 0, \ V_{21} = 0. \qquad (4)$$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen (1), so bekommt man für die Zeit $t = 0$

$$\left.\begin{aligned} V_{12} - p_{12} V_{22} &= -b_1 F \\ -p_{21} V_{12} + V_{22} &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Die Gleichungen (1) differenziert nach t geben für die Zeit $t = 0$ unter Berücksichtigung der Relationen (4)

$$\left.\begin{aligned} V_{13} - p_{12} V_{23} &= -2\delta_1 V_{12} \\ -p_{21} V_{13} + V_{23} &= -2\delta_2 V_{22}. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Aus den Gleichungen (5) und (6) findet man:

$$\left.\begin{aligned} V_{12} &= -\frac{b_1 F}{1 - k^2}, \quad V_{22} = -\frac{p_{21} b_1 F}{1 - k^2} \\ V_{13} &= \frac{2(\delta_1 + k^2\delta_2) b_1 F}{(1 - k^2)^2} \\ V_{23} &= \frac{2 p_{21} (\delta_1 + \delta_2) F}{(1 - k^2)^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Die Stromintensität im Thermoelementen- (oder Bolometer-) Kreise, wenn er sehr lose mit dem sekundären Schwingungskreise gekoppelt ist, und wenn sein Widerstand gegen die Selbstinduktion groß ist, gibt die Gleichung:

$$\mathfrak{J}_3 = \frac{L_{23}}{\varrho} \frac{\partial \mathfrak{J}_2}{\partial t} = \frac{L_{23} C_2}{\varrho} \cdot \frac{\partial^2 V_2}{\partial t^2}.$$

Der Stromeffekt ist

$$\int_0^\infty \mathfrak{J}_3^2 dt = \left(\frac{L_{23} C_2}{\varrho}\right)^2 \int_0^\infty \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial t^2}\right)^2 dt \qquad (8)$$

und diese Größe können wir als mit dem Galvanometer messen. Es handelt sich somit um die Auswertung des Integrals

$$\Phi_2 = \int_0^\infty V''^2 dt. \qquad (9)$$

Die Durchführung dieser Integration geschah bis jetzt immer in der Weise, daß der

Integral der Gleichung (2) mit allen in ihr vorkommenden Konstanten berechnet wurde und erst dann die Integration (9) immer mit sehr vielen Vernachlässigungen und Beschränkungen durchgeführt.[1]) Dieselbe kann aber sehr einfach und streng (ohne irgendwelche Vernachlässigung und Beschränkung) durch folgendes Verfahren durchgeführt werden.[2])

Multipliziert man die Gleichung (2) der Reihe nach mit V', V'', V''' und integriert jede so entstandene Gleichung zwischen den Grenzen $0-\infty$, dann bekommt man, wenn bezeichnet:

$$\Phi_1=\int_0^\infty V_2'^2 dt \quad \Phi_2=\int_0^\infty V_2''^2 dt \quad \Phi_3=\int_0^\infty V_2'''^2 dt \quad (10)$$

und wenn berücksichtigt wird, daß für

$$t=\infty \qquad V_2=V_2'=V_2''=V_2'''=0$$

und für

$$t=0 \qquad V_2=V_{20}=0 \qquad V_2'=V_{21}=0$$
$$V_2''=v_{22} \qquad V_2'''=v_{23}$$

die drei Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} -R\Phi_1+P\Phi_2&=\tfrac{1}{2}V_{22}^2\\ -S\Phi_1+Q\Phi_2-\Phi_3&=V_{22}V_{23}+\tfrac{1}{2}PV_{22}^2\\ -R\Phi_2+P\Phi_3&=\tfrac{1}{2}V_{23}^2+\tfrac{1}{2}QV_{22}^2.\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Die Auflösung dieser Gleichungen gibt

$$\Phi_2=\tfrac{1}{2}\cdot\frac{(QR-PS)V_{22}^2+R(V_{23}^2+2PV_{22}V_{23}+P^2V_{22}^2)}{PQR-P^2S-R^2} \quad (12)$$

Setzt man die Werte (7) in diesen Ausdruck ein, und benutzt man die Gleichungen (3), so läßt sich dieser Ausdruck in die Form bringen:

$$\Phi_2=\tfrac{1}{4}\frac{(p_{21}b_1F)^2}{1-k^2}\cdot\frac{b_1^2\delta_2+b_2^2\delta_1+4\delta_1\delta_2(b_2\delta_1+b_1\delta_2)}{\delta_1\delta_2\left\{(b_1-b_2)^2+4(b_2\delta_1+b_1\delta_2)\left[(\delta_1+\delta_2)+\frac{k^2}{4\delta_1\delta_2}(b_2\delta_1+b_1\delta_2)\right]\right\}}. \quad (13)$$

Unter der Voraussetzung, daß man die Quadrate der Dekremente gegen $(2\pi)^2$ vernachlässigen kann, ist der Galvanometerausschlag (die Proportionalität mit dem Stromeffekte voraussetzend) gegeben durch den Ausdruck:

$$a=K\frac{b_1^2\delta_2+b_2^2\delta_1}{\delta_1\delta_2\left\{(b_1-b_2)^2+4(\delta_1b_2+\delta_2b_1)\left[(\delta_1+\delta_2)+\frac{k^2}{4\delta_1\delta_2}(\delta_1b_2+\delta_2b_1)\right]\right\}} \quad (14)$$

wo K eine von C_2 unabhängige Konstante bezeichnet. Der Galvanometerausschlag nimmt (C_2 als unabhängig Veränderliche voraussetzend) seinen maximalen Wert für $b_2 \doteq b_1$ ein.

Führen wir noch statt der Dämpfungen die Dekremente ein, und setzen wir

$$b_2=b_1(1-x)^2 \text{ [1]}, \quad (15)$$

wo x eine so kleine Größe bedeutet, daß die zweiten Potenzen von x gegen 1 vernachlässigt werden können, dann resultiert

$$a=K\frac{(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left(1-4\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right)}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2\left\{4\pi^2x^2(1-x)+(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left[1-2\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right]\left[1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}\left(1-2\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right)\right]\right\}}, \quad (16)$$

und die **Bjerknessche** Resonanzkurve ist gegeben durch die Gleichung:

$$y=\frac{\left(1-\frac{4\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right)(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}\right)}{4\pi^2x^2(1-x)+(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left[1-\frac{2\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right]\left[1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}\left(1-\frac{2\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x\right)\right]}. \quad (17)$$

Bei den Messungen ist immer $\mathfrak{d}_1>\mathfrak{d}_2$ und man kann also in den Korrektionen setzen $1-\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2}x=1-x$.[2]) Die Gleichung (17) nimmt dann eine noch übersichtlichere Gestalt an:

$$y=(1-3x)\frac{(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}\right)}{4\pi^2x^2+(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2(1-x)\left[1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}(1-x)\right]}. \quad (18^{3)})$$

---

1) Vergl. V. **Bjerknes**, Wied. Ann. **55**, 120, 1895; P. **Drude**, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904; K. E. F. **Schmidt**, diese Zeitschr. **9**, 13, 1908 usw.

2) Dasselbe Verfahren läßt sich auch auf andere Kopplungsarten und auch auf mehr als 2 Schwingungssysteme sehr leicht übertragen. Diese Rechnungen beabsichtige ich erst dann zu veröffentlichen, wenn ich mir das notwendige Versuchsmaterial beschafft habe.

1) Es wäre zwar zweckmäßiger, $b_2=b_1(1-\xi)$ zu setzen, ich behalte aber doch die obere Einführung der Verstimmung, um mit den älteren Arbeiten in Übereinstimmung zu bleiben.

2) Wäre die Bedingung $\mathfrak{d}_1>\mathfrak{d}_2$ nicht erfüllt, so kann man doch, solange man bei den Rechnungen die Breite der Resonanzkurve und nicht bloß die einseitige Verstimmung benützt, die obere Vereinfachung immer zulassen, da sich die Korrektionen, in welchen nur ein Fehler entsteht, fast vollständig aufheben.

3) Diese Gleichung gibt für positive Verstimmung ($x>0$) kleinere Werte für y als für $x<0$, somit ist die Resonanzkurve unsymmetrisch, aber im umgekehrten Sinne, als es K. E. F. **Schmidt** (l. c.) angibt. Möglicherweise liegt der Grund der Unsymmetrie in der Abhängigkeit der Größe a_x von x (siehe unten). Außerdem bin ich der Meinung, daß man aus der Unsymmetrie der aus der Messung gewonnenen Kurven keinen Beweis für oder gegen die Theorie ziehen kann, da die Unsymmetrie sehr leicht auch eine kleine Verschiebung des Maximums in der x-Richtung zerstört oder sogar in eine umgekehrte übergehen kann. (Eine kleine Verschiebung des Maximums ist niemals ausgeschlossen, weil die Kurve in seiner Nähe bei richtiger Zeichnung immer flach ist.)

Bezeichnet man:

$$\frac{1}{4\pi^2}(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}}\right)=\Delta^2, \tag{19}$$

so kann man den Ausdruck (18) in die Form bringen:

$$x^2+\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{\Delta^2}{y}x=(1-y)\frac{\Delta^2}{y}. \tag{20}$$

Aus dieser Gleichung geht für Breite der Resonanzkurve:

$$x_1+x_2=2\sqrt{\frac{1}{4}\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{\Delta^4}{y^2}+(1-y)\frac{\Delta^2}{y}}. \tag{21}$$

Rechnet man aus dieser Gleichung Δ, dann resultiert:

$$\Delta=\frac{x_1+x_2}{2} \tag{22}$$

$$\sqrt{\frac{\frac{y}{1-y}}{\frac{1}{2}\left(1+\sqrt{1+\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)^2\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)^2\frac{1}{(1-y)^2}}\right)}}.$$

Solange zur Bestimmung der Dekremente nur nicht gar zu flache Resonanzkurven benutzt sind[1]), und aus diesen nur diejenigen Punkte, welche innerhalb der Geraden liegen, welche durch den Gipfel der Kurve und durch die Punkte der Abszissenachse, welche die Verstimmung $x=\pm 0{,}05$ bezeichnen, gehen, dann kann man den Ausdruck

$$\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)^2\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{1}{(1-y)^2}$$

weglassen, da er für alle diese Punkte kleiner als 0,02 ist. Es bleibt somit aus der Gleichung (22) übrig

$$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}=\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}. \tag{23}$$

Nach dieser Theorie also, welche für beliebig enge Koppelung gültig ist und nur das Verschwinden der Quadrate der Dekremente gegen $(2\pi)^2$ verlangt, soll das gewöhnliche Verfahren (an nicht zu flachen Kurven ausgeführt) nicht den Wert der Summe der Dekremente, sondern des Ausdruckes:

$$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}$$

als Resultat geben. Es ist somit die übliche Methode zur Bestimmung der Dekremente nur dann einwandfrei anwendbar, wenn $\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}$ gegen 1 klein ist. Diese Grenze stimmt mit derjenigen überein, welche auch M. Wien angibt.[1])

Die hier durchgeführte Theorie (wie alle bisherigen) setzt aber voraus, daß die Dämpfungen von der Stromintensität unabhängig sind. Dieses kann man aber nur bei metallischen Widerständen von vornherein als gültig annehmen, es muß also diese Theorie auch nur mit denjenigen Messungen übereinstimmen, bei welchen die Funkendämpfung ausgeschlossen ist. Benutzt man diese Theorie für die Wienschen Beobachtungen (M. Wien, l. c., S. 642, Tabelle 9), so findet man:

k	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)a$	
	beobachtet	berechnet
0,00033	0,0228	0,0228
0,00061	0,0230	0,0231
0,0012	0,0244	0,0241
0,0020	0,0255	0,0263
0,0027	0,0289	0,0288
0,0038	0,0341	0,0336

Zur Rechnung sind die von Wien angegebenen Zahlen $\mathfrak{d}_1=0{,}014$, $\mathfrak{d}_2=0{,}0087$ benutzt. Die Übereinstimmung ist sehr gut.[2])

Rührt die Dämpfung des Primärkreises von einem Funkenwiderstande, dann müssen von dieser Theorie einige Abweichungen zum Vorschein kommen, und zwar:

1. Die Rückwirkung ist kleiner, aus dem Grunde, daß von dem Augenblicke, wenn in dem Primärkreise die oszillatorische Entladung aufhört[3]), dieser Kreis sich gegen den Sekundären als offen verhält.

2. Ist der Funkenwiderstand von der momentanen Intensität abhängig, und zwar nimmt er mit der Zunahme der Intensität ab[4]), dann ist die Rückwirkung um so energischer, je kleiner die Phasenverschiebung der beiden

1) Wenn auch sehr flache Resonanzkurven benutzt werden sollen, dann müßte man zu weit größeren Verstimmungen gehen, so daß die Voraussetzungen, daß x^2 gegen 1 klein ist, nicht mehr richtig bleibt. Es können auch für diesen Fall aus (14) sehr leicht die notwendigen Formeln berechnet werden, sie haben aber an sich kein Interesse, solange keine Messungen zur Verfügung stehen, an welchen sie benutzt werden könnten.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.

2) Die Übereinstimmung der nach der Wienschen Theorie berechneten Zahlen ist nur zufällig und hat ihren Grund in der Gleichheit der Ausdrücke

$$\sqrt{1+\frac{4\pi^2k^2}{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2}} \quad \text{und} \quad \sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}}$$

für $\mathfrak{d}_{01}=0{,}014$, $\mathfrak{d}_{02}=0{,}0087$.

3) Vgl. J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 822, 1904.

4) Vgl. H. Barkhausen, diese Zeitschr. **8**, 624, 1907; W. Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 494, 497, 1907 usw.

Stromintensitäten (des eigenen Stromes und des vom sekundären Kreise induzierten) ist oder je mehr sie sich dem Wert π nähert. Im Falle der Resonanz ist sie beinahe π, ändert sich aber mit der Verstimmung. Es muß somit mit wachsender Verstimmung die Rückwirkung abnehmen.

Um diese beide Änderungen der Rückwirkung in die Theorie einführen zu können, bezeichnet man den Wert des Ausdrucks:

$$a = \sqrt{1 + \frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2}},$$

für den Fall des maximalen Effektes a_r, für den Fall der Verstimmung a_x. Unter der Voraussetzung, daß wir aus der Breite der Resonanzkurve rechnen, können wir sie jetzt in der Form schreiben:

$$y = \frac{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)^2 a_r^2}{4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)^2 a_x^2} \tag{24}$$

oder:

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = \frac{2\pi(x_1 + x_2)}{2} \sqrt{\frac{y}{1-y}} \sqrt{\frac{1-y}{a_r^2 - a_x^2 y}}. \tag{25}$$

Man muß somit den, nach dem üblichen Verfahren gewonnenen Ausdruck mit $\sqrt{\frac{1-y}{a_r^2 - a_x^2 y}}$ multiplizieren, um den wahren Wert der Summe der Dekremente zu bekommen. Die Werte von a_r und a_x sind aber unbekannt, und a_x ändert sich mit der Verstimmung. Aus theoretischen Gründen können wir nur behaupten, das $a_r < a$ und daß a_x mit wachsendem x abnimmt. Der Einfachheit halber probieren wir die Voraussetzung, daß die Rückwirkung mit wachsender Verstimmung rasch aufhört, also daß a_x sich rasch der Einheit nähert, und setzt man $a_r = a$. Dann geben die Wienschen Messungen (l. c., Tabelle 5, Kolonne 1 und 2):

	$k = 0{,}0044$, $a = 1{,}116$		$k = 0{,}0081$, $a = 1{,}393$	
y	$\frac{2\pi_2(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2$	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2$
0,90	0,141	0,094	0,157	0,072
0,80	0,137	0,110	0,152	0,088
0,70	0,133	0,113	0,147	0,097
0,60	0,128	0,111	0,142	0,102
0,50	0,123	0,108	0,135	0,101
0,40	0,118	0,113	0,126	0,100

Zur Rechnung wurden die von Wien angegebenen Zahlen $\mathfrak{d}_1 = 0{,}11$, $\mathfrak{d}_2 = 0{,}015$ benutzt. Die Werte von $(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)$ für $k = 0{,}0044$ stimmen ganz gut untereinander (ausgeschlossen für $y = 0{,}90$, wo natürlich die Voraussetzung $a_x = 1$ noch nicht gilt) und auch mit dem von Wien angegebenen 0,111 überein. Für $k = 0{,}0081$ findet keine Übereinstimmung statt. Lassen wir also die Voraussetzung $a_r = a$ fallen, und rechnet man a_r aus den Werten für $y = 0{,}50$ $(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 0{,}111)$. Dann bekommt man für die Wienschen Messungen (Tabelle 5, Kolonne 2 und 3):

	$k = 0{,}0081$, $a = 1{,}393$, $a_r = 1{,}251$		$k = 0{,}014$, $a = 2{,}171$, $a_r = 1{,}356$	
y	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)$	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)$
0,90	0,157	0,084	0,182	0,085
0,80	0,152	0,101	0,169	0,101
0,70	0,147	0,108	0,160	0,108
0,60	0,142	0,111	0,154	0,112
0,50	0,135	0,111	0,144	0,111
0,40	0,126	0,106	0,136	0,105

Diese Resultate berechtigen und bestätigen die Annahme, daß a_x mit wachsender Verstimmung rasch abnimmt (die Zahlen für $k = 0{,}0081$ und 0,014 zeigen zwar noch einen regelmäßigen Gang, wenn es sich aber um die Genauigkeit von 1—2 Proz. handelt, kann doch schon für $y = 0{,}70$, $a_x = 1$ gesetzt werden) und zeigen auch, daß schon beim maximalen Effekte die Rückwirkung (besonders bei stärkerer Koppelung) kleiner ist als bei nur metallischen Widerständen. Aus den hier angeführten Beispielen ist auch ersichtlich, daß diese Theorie in Vereinigung mit experimentellen Messungen sehr viel zur Kenntnis der Vorgänge, welche sich an dem Funken abspielen, beitragen kann.

Brünn, Physikalisches Institut der böhmischen technischen Hochschule.

(Eingegangen 18. April 1908.)

Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde.

Von J. C. Mc Lennan.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) habe ich einige Versuche beschrieben, welche ich über die Leitfähigkeit von Luft angestellt habe, die in Metallzylindern von 60 cm Länge und 24 cm Durchmesser eingeschlossen war. Die Zylinder bestanden aus Blei, aus Zink und aus Aluminium. Mit den sorgfältig gereinigten Zylindern aus Zink und aus Aluminium erhielt ich für die eingeschlossene Luft eine Leitfähigkeit, welche nach der Reduktion für die Anzahl „q" der sekundlich in einem Kubikzentimeter Luft erzeugten Ionen den Wert 15 ergab.

Mit Zylindern aus Blei machte ich ausgedehntere Untersuchungen als mit denen aus anderen Metallen. Die Leitfähigkeit zeigte hier

1) Phil. Mag, Dez. 1907. — S. auch diese Zeitschr. 8, 556, 1907.

große Verschiedenheiten, und ich erhielt Werte, die zwischen 160 und 23 Ionen in der Sekunde auf das Kubikzentimeter schwankten.

Während der letzten acht Monate hat Herr C. S. Wright im Physikalischen Institut zu Toronto die Versuche über die Leitfähigkeit in Metallgefäßen eingeschlossener Luft fortgegesetzt. Herr Wright hat nun unter normalen Verhältnissen mit einem besonderen Bleizylinder von den angegebenen Abmessungen eine Leitähigkeit erhalten, die der Erzeugung von 15,3 onen in der Sekunde auf ein Kubikzentimeter ntspricht. Die geringsten Leitfähigkeiten, velche er bislang mit Zylindern aus Zink und luminium erhalten hat, ergeben für q die Werte 3,4 bzw. 12,5 Ionen in der Sekunde auf das ubikzentimeter.

Mit γ-Strahlen aus Radium, welche die gleiche ntensität hatten und abwechselnd die drei ylinder aus Blei, aus Zink und aus Aluminium rchdrangen, in denen für q die Werte 15,3 w. 13,4 und 12,5 erhalten worden waren, gaben sich die Werte der erregten Leitfähigit zu 14,00 bzw. 11,4 und 10,00. Es mag noch wähnt werden, daß diese Werte für γ-Strahlen n allen Intensitäten gleich gefunden wurden. s der Verschiedenheit, welche diese Werte d die für dieselben Zylinder gefundenen erte von q zeigen, geht klar hervor, daß man ht die gesamte Leitfähigkeit, welche man er normalen Verhältnissen in den Zylindern ält, einer an der Erdoberfläche vorkommen- durchdringungskräftigen Strahlung und einer ch diese an den Gefäßwänden erzeugten undärstrahlung zuschreiben darf.

Um festzustellen, welcher Anteil an der len einzelnen Zylindern erhaltenen Leitfähig- der durchdringungskräftigen Strahlung und von dieser erregten Sekundärstrahlung zuchrieben werden könne, wurde in Toronto dessen Umgebung eine Reihe von Messun- über die Leitfähigkeit der Luft in den drei ndern ausgeführt. Die nachstehende Ta- I enthält die Ergebnisse dieser Messungen. Vie man sieht, ist die auf Station 2 erhal- Zahl für q von allen bisher verzeichneten kleinste, welche für die Ionisation der Luft r irgendwelchen Verhältnissen in geschlosn Gefäßen bei normalem Druck und norr Temperatur gemessen worden ist.

Der Durchschnittswert, der für q mit dem ylinder bei den über der Wasserfläche des riosees angestellten Versuchen erhalten le, war, wie die Tabelle zeigt, 9 Ionen in Sekunde im Kubikzentimeter. Der Unterd von 6,3 Ionen sekundlich im Kubikmeter zwischen dieser Zahl und der auf on 10 im Laboratorium gefundenen würde r der Leitfähigkeit entsprechen, welche ıs einer im Physikalischen Institut vorhandenen durchdringungskräftigen Strahlung und der diese notwendig begleitenden Sekundärstrahlung, die aber in dem freien Raum über der Seefläche fehlt, der Luft erteilt wird. Das Wasser des Sees würde dann anscheinend als Schirm gegen die aus dem Erdboden kommende durchdringungskräftige Strahlung wirken. Einige

Tabelle I.
Leitfähigkeiten.

Beobachtungsstation		Bemerkungen	Werte für die Anzahl „q“ der sekundlich in einem Kubikzentimeter erzeugten Ionen		
Nr. der Station	Örtlichkeit		Blei	Zink	Aluminium
1.	Auf dem Eise auf der Toronto-Bai, 100 m von der Werft des Yacht Club.	Wassertiefe 10 m. Eisstärke 30 cm.	9		
2.	Auf dem Eise auf der Toronto-Bai, in der Nähe der Werft des Canoe Club.	Wassertiefe 5,6 m. Eisstärke 30 cm.	8,6	6,0	6,55
3.	Auf dem Eise des Grenadier Pond, eines Ausläufers des Ontariosees. Station „a“.	Wassertiefe 2,5 m. Eisstärke 30 cm.	9,2		
4.	Auf dem Eise des Grenadier Pond. Station „b“.	Wassertiefe 3,5 m. Eisstärke 30 cm.	9,0		
5.	Am Ufer des Grenadier Pond. Station „c“.	—	9,1		
6.	Auf einem Sandhügel, von welchem man den Grenadier Pond übersieht.	Höhe des Hügels ungefähr 50 m. Entfernung vom Ufer 100 m.	9,3		
7.	Universitätsplatz.	Lehmboden, durchweicht, gefroren und 20 cm hoch mit Eis und Schnee bedeckt.	11,2	—	—
8.	Universitätsturm.	Höhe 26 m.	11,4		
9.	Auf freiem Felde im Hinterland des neuen Physikalischen Instituts.	Gefrorener Lehmboden, frisch umgegraben und 10 cm hoch mit Eis und Schnee bedeckt.	13,2	11,1	10,4
10.	Ein Zimmer im Kellergeschoß des neuen Physikalischen Instituts.	Da das Gebäude neu ist, so wurde angenommen, daß es von jeglicher radioaktiven Infektion frei war.	15,3	13,4	12,5

Forscher, so namentlich Strong[1]), haben die Ansicht geäußert, daß die Atmosphäre die Quelle der bekanntermaßen an der Erdoberfläche vorhandenen durchdringungskräftigen Strahlung sei. Diese Ergebnisse aber bilden im Verein mit den auf Station 8 erhaltenen Werten für die Ionisation einen starken Gegenbeweis gegen die Gültigkeit dieser Anschauungsweise.

Einige im September letzten Jahres gemachte Versuche bestätigen das Vorhandensein dieses Unterschiedes zwischen der an Land und der über der Wasserfläche des Ontariosees gemessenen Leitfähigkeit der in einem geschlossenen Gefäß enthaltenen Luft. Damals wurde im Laboratorium eine Reihe von Beobachtungen über die Leitfähigkeit von Luft in einem Bleizylinder gemacht, und es ergab sich als Durchschnittswert für q in diesem Gefäß 41,7 Ionen auf das Kubikzentimeter in der Sekunde. Mit demselben Gefäß wurden auch Messungen an Bord des Dampfers „Corona" auf einer seiner Fahrten über den Ontariosee gemacht; dabei wurde für q ein Durchschnittswert von 35,8 Ionen sekundlich im Kubikzentimeter gefunden. Darauf wurde eine dritte Messungsreihe an Land auf freiem Felde auf der Südseite des Sees an einer Anzahl von Punkten zwischen Queenstown und Niagarafalls gemacht und dabei für q ein Durchschnittswert von 42,6 gefunden. Wie man sieht, besteht auch hier wieder ein Unterschied von annähernd 6 Ionen zwischen den auf dem Wasser gefundenen Werten für q und den für diese Größe an Land gemessenen. In diesem Zusammenhange ist die Bemerkung interessant, daß bei den Messungen an verschiedenen Stellen während der Überfahrt des Schiffes nur sehr kleine Schwankungen der Leitfähigkeit gefunden wurden. Dabei betrug die Wassertiefe an der Werft nur etwa 6 m, während sie in der Mitte des Sees mehr als 150 m betrug.

Die auf den Stationen 5 und 6 angestellten Versuche sind ebenfalls von besonderem Interesse. Die an diesen Punkten erhaltene Leitfähigkeit war nämlich praktisch die gleiche wie die bei den Versuchen auf der Seefläche gefundene. Dies lehrt, daß der Sand vollkommen frei von den radioaktiven Produkten war, welche vermutlich in dem Lehm und dem Gestein an anderen Beobachtungspunkten vorhanden sind. Einen weiteren Beweis für dieses Fehlen radioaktiver Substanzen ergab eine andere Beobachtungsreihe, welche im verflossenen Dezember auf Ward's Island, einer tief gelegenen, einen Teil der Begrenzung der Bai von Toronto bildenden Sandbank, ausgeführt wurde. Es fand sich, daß dort die Leitfähigkeit der Luft in einem Bleizylinder die gleiche war, ob sie auf der Insel oder auf dem Wasser der angrenzenden Bucht gemessen wurde.

1) Diese Zeitschr. 9, 117, 1908.

Vor einigen Jahren habe ich das Wasser des Ontariosees untersucht. Es war mir dabei nicht möglich gewesen, irgendwelche meßbaren Mengen Radiumemanation darin zu finden. Infolge des Fehlens der Emanation in diesem Wasser und infolge der Regelmäßigkeit, welche die an seiner Oberfläche bei allen Tiefen gefundenen Werte für q aufweisen, erscheint es wahrscheinlich, daß das Wasser jegliche aus dem Boden oder dem Gestein auf seinem Grunde kommende Strahlung vollständig abschneidet.

Zur Stütze dieser Ansicht mögen hier einige Versuche über die Absorption von γ-Strahlen durch Wasser angeführt werden.

Eine Kapsel mit 30 mg Radium wurde luftdicht in eine Glasröhre eingeschmolzen und diese dann in ein Messingrohr von 1 cm Wandstärke eingeschlossen. Dieses Rohr wurde nun auf das Eis auf dem Grenadier Pond gelegt, der auf einem 113 cm hohen Tisch stehende Ionisierungszylinder darüber gestellt, und die von dem Radium herrührende Leitfähigkeit gemessen. Darauf wurde ein Loch in das Eis geschlagen, das Rohr mit dem Radium auf verschiedene Tiefen versenkt und bei jeder dieser Stellungen die Ionisation im Zylinder gemessen. Die bei den verschiedenen Tiefen gefundenen Werte für die Anzahl Q der seitens der Strahlung des Radiums sekundlich in einem Kubikzentimeter erzeugten Ionen sind in Tabelle II angegeben.

Tabelle II.

Wasserhöhe über dem Rohr mit Radium in Metern	Q
0	4485
1/2	447,2
1	16,11
2	0,69
3,65	0,62

Aus diesen Zahlen ersieht man unter Berücksichtigung einer Änderung der Strahlungsintensität infolge der erhöhten Entfernung von dem Meßgefäß, daß die Intensität der Strahlung, welche den Ionisierungszylinder nach Durchlaufen einer 3,65 m dicken Wasserschicht erreichte, nicht mehr als 1/500 der Intensität betrug, welche herrschte, wenn das Radium auf der Eisfläche lag. Aus diesen Zahlen geht also hervor, daß, wenn das Wasser des Sees selbst keine durchdringungskräftige Strahlung beisteuert, der Betrag, welcher von dem Erdboden auf dem Grunde des Wassers durch dieses hindurch an die Oberfläche gelangen könnte, einen zu vernachlässigenden Bruchteil

der von den verschiedenen Gesteins- und Bodenflächen an Land ausgehenden bildet.

Auf Grund dieser Überlegung folgt, daß die in Tabelle I für die Beobachtungsstation 2 angegebene Ionisierung als Wert für die Leitfähigkeit gelten kann, welche der Luft entweder durch eine spezifische Strahlung erteilt wird, die von dem Metall des Behälters selbst ausgeht, oder durch Strahlung von radioaktiven Verunreinigungen, die noch in diesem vorhanden sind.

Der Unterschied zwischen den auf dieser Station 2 und den auf Station 10 gefundenen Zahlen beträgt nach der Tabelle I für die verschiedenen Zylinder: 6,7 für Blei; 7,4 für Zink; 5,95 für Aluminium. Diese Zahlen sind, wie ersichtlich, nicht proportional der Ionisation, welche der Luft in den drei Zylindern seitens der durchdringungskräftigen Strahlen von Radium erteilt wird. Besonders der Wert für Zink zeigt eine beträchtliche Unstimmigkeit, zu deren Aufklärung weitere Messungen angestellt werden müßten.

Im ganzen genommen sind die hier geschilderten Versuche deshalb interessant, weil sie die Frage nach der Radioaktivität von Metallen und Substanzen im allgemeinen beleuchten. Die auf Station 5 für die drei Zylinder gefundenen Werte von q weichen nur wenig voneinander ab. Sie haben überdies die Größenordnung von Effekten, die leicht aus radioaktiven Verunreinigungen in den Metallen erklärt werden könnten, denn Unterschiede von der Größe dieser Werte für q kann man leicht mit Zylindern erhalten, die aus verschiedenen Proben fast jedes beliebigen, willkürlich gewählten Metalls gefertigt sind. Betrachtet man nun die Verschiedenheit in den Atomgewichten der drei Substanzen Aluminium, Zink, Blei, und hält man sich gegenwärtig, daß die Radioaktivität eine mit der Atomstruktur zusammenhängende Eigenschaft ist, so gelangt man zu folgendem Schlusse: Würde man diese Metalle vollkommen frei von aktiven Verunreinigungen erhalten können, und würde man unter solchen Bedingungen und an solchen Orten, bei denen keine Ionisierung infolge durchdringungskräftiger Strahlung von seiten äußerer Quellen möglich wäre, die Leitfähigkeit der Luft in Gefäßen aus diesen vollkommen reinen Metallen messen, so würde man allem Anscheine nach finden, daß diese Leitfähigkeit auf einen sehr niedrigen Wert sinken würde, sofern sie nicht ganz verschwinden würde.

Die in dieser Mitteilung beschriebenen Versuche wurden mit einem Goldblattelektrometer nach C. T. R. Wilson von der neuesten Konstruktion ausgeführt. Dieses Elektrometer ist tragbar, und die Ablesungen sind bequem und genau auszuführen; das Instrument erwies sich daher als hervorragend geeignet für die Zwecke der Untersuchung.

Physikalisches Institut der Universität Toronto, 30. März 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. April 1908.)

Eine neue Influenzmaschine (Multiplikator).

Von N. Russeltvedt.

Herr A. Einstein bespricht in dieser Zeitschr. **9**, 216, 1908 eine von ihm ausgedachte neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen. Er schlägt dort vor, eine Maschine anzuwenden, die nach demselben Prinzip wirkt wie ein von mir bereits im Frühjahr 1907 konstruierter und geprüfter sogenannter Multiplikator. Der Zweck meiner Maschine war indessen, eine größere Elektrizitätsmenge von demselben Potential, als das der induzierenden Platte zu erzeugen. Eine Beschreibung dieser Maschine wäre doch kaum erschienen, da das ganze Arrangement sich als eine für Registrierungsbetriebe zu komplizierte Einrichtung zeigte. Als Laboratoriumsapparat ist die Maschine aber gut geeignet und da es nun möglicherweise von Interesse sein könnte, werde ich kurz eine Besprechung betreffs der Konstruktion und des Gebrauchs vornehmen.

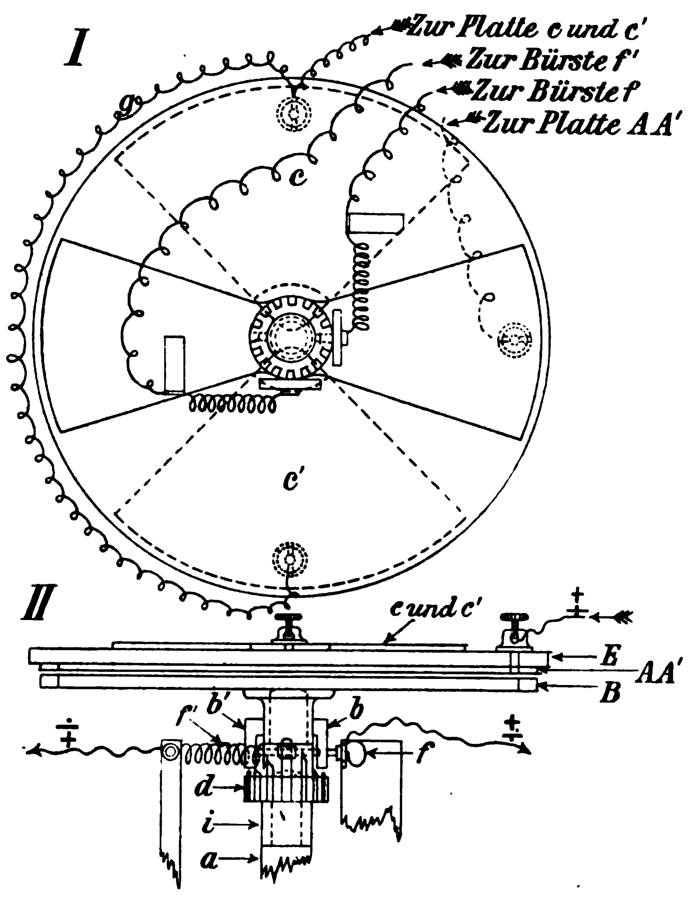
An dem Observatorium des Norwegischen Meteorologischen Instituts war bis zum Herbst 1907 beim Registrieren des luftelektrischen Potentials ein Radiumpräparat als Kollektor verwendet. Um zu vermeiden, daß dieses Präparat auf die an dem Observatorium installierten Zerstreuungsapparate schädlich einwirken würde, war der Kollektor in einem Turm 50 Meter von dem Gebäude entfernt aufgestellt. Da aber der Isolationsverlust der langen Leitung groß sein mußte, war der Kollektor statt mit der Elektrometerleitung direkt mit der Kollektorplatte AA' (siehe Figur) einer Maschine, die nach ganz demselben Prinzip als die von Herrn Einstein vorgeschlagene Influenzmaschine wirkte, verbunden.

Die Konstruktion der Maschine ist die folgende: die Kollektorplatte AA' ist zu einer kreisförmigen Ebonitplatte E befestigt. Die Platten c und c' sind an derselben isolierenden Platte befestigt und durch einen bügelförmigen Kupferdraht g verbunden. Sie sind durch einen anderen Draht zur Erde abgeleitet. C und C' sind Erdschienen genannt. Die bewegliche (rotierende) Platte B hat dieselbe Form als AA' und ist mit zwei Lamellen b und b' versehen. Der Isolator i ist aus Ebonit gedrechselt und dient zur Befestigung der Platte

B und der Blindlamellen, welche auf einem Bunde d des Isolators befestigt und so voneinander isoliert sind. Diese Lamellen dienen nur dazu, die Auffangbürsten f und f' während des Ganges der Maschine einigermaßen ruhig zu halten. Die Bürsten bestehen aus zwei Teilen: einer Spiralfeder und einem Schleppkontakt. Die Spiralfedern müssen, um gut zu arbeiten, die richtige Länge (Schwingungsdauer!) haben. Die Schleppkontakte müssen nicht zu kurz sein, sonst haken sie sich in den Lamellen fest und die Maschine wird zerstört. Die Achse A führt direkt zu einem elektrischen Motor, welcher der Multiplikatorplatte eine Umdrehungsgeschwindigkeit von 10 mal pro Sekunde gibt. Übrige Anordnungen: Stellung der Bürsten etc. können aus den Zeichnungen gesehen werden.

Wirkungsart und Gebrauch.

Die Platte E kann mittelst Stellschrauben in dem erwünschten Abstand von der Rotationsebene der Platte B gebracht werden, wodurch also das Potential des sekundären Systems richtig eingestellt werden kann. Wird nun zum Beispiel AA' positiv geladen, so wird B in der an der Figur angegebenen Stellung sich an der oberen Seite mit negativer Elektrizität belegen, indem eine gleiche Menge positive Elektrizität durch die Bürste f zu dem Elektrometer weggestoßen wird. Dreht sich nun B ein wenig zur Seite, wird die Verbindung mit der Bürste f aufgehoben und B behält seine Ladung, bis die weitere Drehung sie mitten unter die Platten c, c' gebracht hat, hier ist sie aber der influenzierenden Wirkung der Platte AA' entzogen und kann dann ihre ganze Ladung zu der Bürste f', welche nun in Berührung der einen der zwei Lamellen (nach Drehungsrichtung) b oder b' gekommen ist, abgeben. f' war durch ein feines Galvanometer zur Erde abgeleitet. B bewegt sich nun ungeladen fort, bis sie sich 180^0 von dem Ausgangspunkt gedreht hat und sich wieder unter AA' befindet. Hier wird eine neue Ladung induziert und so fort. Es gehen also für jede Umdrehung der Multiplikatorplatte zwei positive und zwei negative Stromstöße von der Maschine in die Leitungen hinaus.



I. Die Maschine von unten gesehen.
II. Die Maschine von der Seite gesehen.
Alle Blindlamellen, ausgenommen die zwei, die 90^0 mit b und b' ausmachen, sind wegen der Deutlichkeit mehr oder minder oben abgebrochen.
Die Bezeichnungen $\pm \mp$ an Zeichnung II geben an, welche Vorzeichen die Pole der Maschine erhalten werden, wenn AA' positiv oder negativ geladen wird.

Die Größe der produzierten Elektrizitätsmengen hängt nun nur von der Größe der Maschine, der Potentialdifferenz der Platten $AA'B$ und der Geschwindigkeit der Maschine ab.

Das Galvanometer war, um den Isolationsfehler der Elektrometerleitung zu kontrollieren, in der Erdleitung eingeschoben. Man kann natürlich hier die Potentialvariationen mit dem Galvanometer allein registrieren, indem man auch f zur Erde ableitet und die Leitungen gut gegen Influenz des Erdfeldes schützt, dann muß aber der Motor mit konstanter Geschwindigkeit laufen und dies ist bei Gleichstrommotoren nicht möglich, wohl aber bei dreiphasigen Wechselstrommaschinen. Ich werde nun bemerken, daß Apparate, nach diesem Prinzip wirkend, sehr sorgfältig und solid verarbeitet werden müssen, da die beim Gange der Maschine verursachten Erschütterungen sonst leicht Spannungsvariationen mitführen, die die Meßinstrumente recht deutlich beunruhigen können.

Schließlich werde ich bemerken, daß ich nach demselben Prinzip einen neuen Kollektor konstruiert habe. Man wird nämlich leicht verstehen, daß die Platte B Elektrizität beim Rotieren in irgendeinem elektrischen Felde liefert. Entfernt man also die Platte AA' und läßt B in das Erdfeld herausschlagen, so wird Elektrizität produziert. Die Beschreibung dieses neuen mechanischen Kollektors wird im Berichte des luftelektrischen Observatoriums des

Norwegischen Meteorologischen Instituts erscheinen.

Kristiania, im Mai 1908.

(Eingegangen 25. Mai 1908.)

Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und Drehfelderzeugung.

Von L. Kann.

Die Apparate zur Veranschaulichung der Vorgänge bei der Drehstromerzeugung leiden bisher alle an dem Übelstande, daß sie das Zustandekommen der wechselnden elektromotorischen Kräfte (oder Ströme) in den drei Zweigen mit ihren charakteristischen Phasenunterschieden nicht zwangläufig aus der Natur des Feldes folgend aufzeigen und überdies nicht unmittelbar erkennen lassen, daß die algebraische Summe der in den drei Zweigen induzierten elektromotorischen Kräfte (Ströme) in jedem Moment gleich Null ist. Und gerade das sind die wesentlichsten Anforderungen, die an ein solches Demonstrationsmittel gestellt werden sollten.

Sie werden von dem nachstehend beschriebenen Apparate vollauf erfüllt:

Auf der vertikalen Kreisscheibe A sind drei um je 120^0 versetzte Führungsbügel B I, II und III aus Messing — wie Fig. 1, 2 und 3 zeigt — aufmontiert. Sie stellen die drei Phasen des Drehstromankers dar, der sich zwischen den Polen N und S im Sinne des Uhrzeigers gleichmäßig drehen möge.

Längs dieser Bügel verschiebbar sind schwere Kugeln K angeordnet, an denen Gummischnüre G oder Federn f so befestigt sind, daß die Nullage der Kugeln mit dem Mittelpunkt der unterhalb der Bügel auf der Scheibe angebrachten Teilkreise T übereinstimmt. Um diese Mittelpunkte sind auch die Zeiger Z drehbar.

Zur Einstellung in die Nullage wird die Scheibe A horizontal gelegt. Dann führt man die an der (von der Feder F getragenen) Hülse H befestigten Schnüre G um die Röllchen r und durch entsprechende Bohrungen in den Kugeln K zu den Wirbeln W, mittels welcher ihnen die gewünschte Spannung erteilt wird. Nunmehr werden die Kugeln in ihre Nullstellung oberhalb der Mittelpunkte der Teilkreise T geschoben und sodann an den Schnüren mittels der Schräubchen s fixiert.

Diese Spannung wollen wir als Nullspannung bezeichnen und eine Vermehrung der Spannung des betreffenden Schnur- oder Federteils durch die Schwere der Kugel als +-Spannung, eine Verminderung als —-Spannung. —

Die in den drei Wicklungen eines Drehstromgenerators induzierten elektromotorischen Kräfte sind in jedem Moment proportional der Zahl der (pro 1") geschnittenen Kraftlinien. Ein Maß derselben gibt die Projektion der bei der Drehung durch die Schwere stets sich vertikal, also parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes einstellenden Zeiger Z auf die Richtung der Messingbügel (Wicklungsebene).

In genau gleicher Weise hängen aber die Spannungsänderungen der Schnüre oder Federn durch die nur längs der Bügel verschiebbaren Kugeln in dem zum angenommenen Kraftlinienfeld parallelen Schwerefeld ab von der Lage

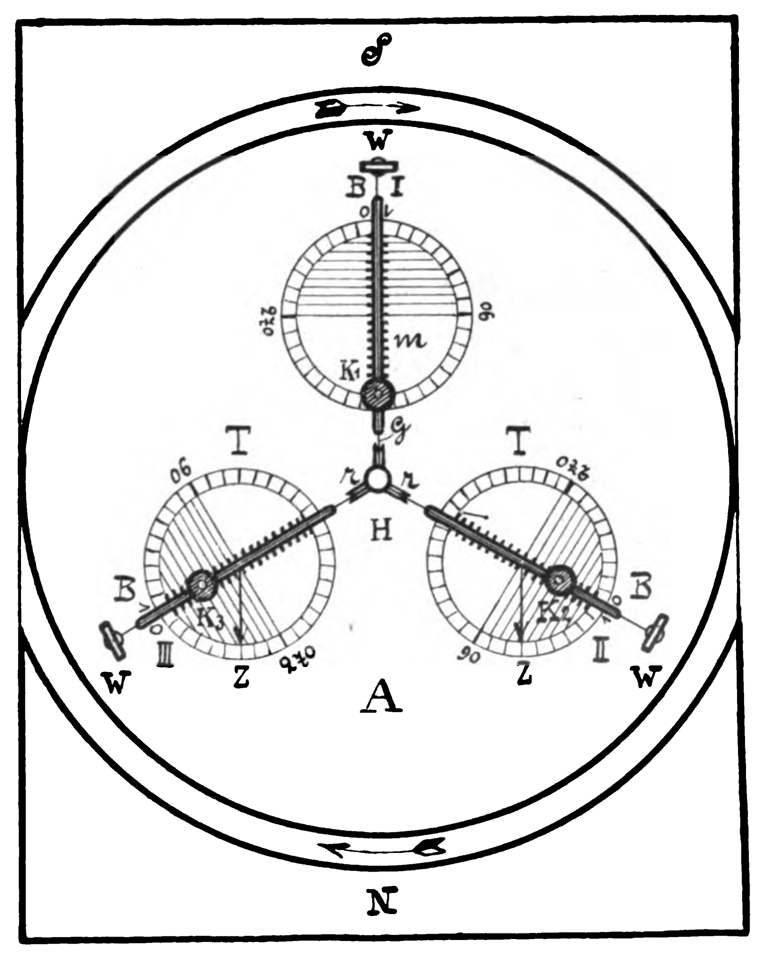


Fig. 1. 1/5 nat. Größe.

des betreffenden Bügels im Felde; so daß also die längs der Bügel zur Wirkung kommenden Komponenten der Schwere — angezeigt durch die Verschiebungen der Kugeln aus ihren Nullagen — proportional sind den an den betreffenden Stellen des Feldes in den Wicklungen des Drehstromankers induzierten elektromotorischen Kräften.[1])

So zeigt gerade die Kugel K_1 in ihrer Maximalausweichung eine gegen den Mittelpunkt zu gerichtete — nehmen wir an positive — maximale Spannung in der Wicklung I an; K_2 und K_3 eine halb so große negative in den Wicklungen II und III.

Es kann nun leicht gezeigt werden, daß die algebraische Summe dieser Spannungen gleich Null ist: aus der Summe der cos

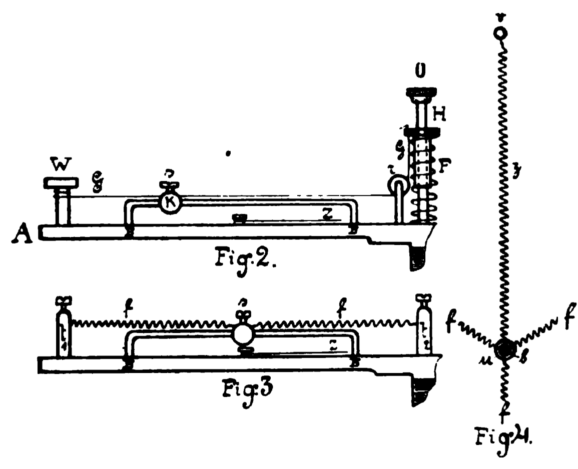


Fig. 2—4.

der von den Zeigern auf den Teilkreisen markierten Winkel. Selbstverständlich läßt sich dies auch ohne weiteres an den längs der Bügel angebrachten Teilungen *m* ablesen, — wobei die in die schraffierte Hälfte fallenden Teilstriche negativ zu zählen sind.

Rein mechanisch gibt sich dies durch das Ruhigbleiben der auf der Feder *F* sitzenden Hülse *H* zu erkennen; was beweist, daß z. B. in dem gezeichneten Falle die Spannungsverminderung im Schnurteil I numerisch gleich ist der Summe der Spannungsvermehrungen in II und III.

1) Nach demselben Prinzip können natürlich auch die Vorgänge bei der Wechselstrom- oder Gleichstromerzeugung, z. B. in den Windungen eines Ringankers demonstriert werden.

Wird auf den mechanischen Nachweis, daß die algebraische Summe der Spannungen in jedem Momente gleich Null sei, verzichtet, so läßt sich der Apparat noch etwas einfacher ausgestalten, wie aus Fig. 3 wohl ohne weiteres ersichtlich ist.

Es erübrigt nun noch zu zeigen, daß die drei Wechselströme des Drehstroms in drei feststehenden Wicklungen (eines sogen. Stators) ein konstantes, rotierendes resultierendes Kraftlinienfeld ergeben — das Drehfeld.

Zu diesem Zwecke werden die Enden der Federn *f*, wie Fig. 4 zeigt, in einen freien Knopf *b* vereinigt, der in den Ring *u* einer Feder *z* leicht drehbar eingelegt wird, deren anderes Ende *v* am oberen Teile *S* des ruhenden Magnetgestells festgemacht wird, das nun keine Bedeutung mehr als Magnetfeld hat, sondern bloß als mechanisches Gestelle für die Scheibe *A* dient.

Wird nun die Scheibe wie früher gedreht — wobei wir jedoch annehmen, daß die in den Wicklungen auftretenden Spannungen (Ströme) nicht erst durch die Bewegung induziert, sondern von außen hineingeschickt werden —, so zeigt sich, daß bei einer bestimmten konstanten Spannung der Feder *z* der Knopf *b* in Ruhe bleibt, daß also die „vektorische Summe" der Spannungen in den drei Wicklungen — und mithin auch die der denselben proportionalen (und zu ihnen senkrecht stehenden) Kraftlinienflüsse — einen Vektor gibt, der konstante Größe und konstante Richtung hat (für die Spannungen und Ströme nach abwärts, für das resultierende Kraftlinienfeld um 90^0 nach rechts gedreht).

Ergibt sich demnach bei gedrehter Scheibe ein konstantes, feststehendes resultierendes Kraftlinienfeld aus den Kraftlinien des in die drei Wicklungen hineingeschickten Dreiphasenstroms, so müssen die gleichen Ströme in den ruhenden Wicklungen relativ das gleiche Feld ergeben: es muß also bei feststehend gedachter Scheibe ein (mit derselben Geschwindigkeit wie früher die Scheibe) gegen den Uhrzeiger rotierendes konstantes Kraftlinienfeld auftreten — das Drehfeld.

Die Fabrikation des Apparates hat die Fa. E. Leybold's Nachfolger in Cöln a. Rh. übernommen.

Pilsen, Mai 1908.

(Eingegangen 26. Mai 1908.)



BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

XV. Hauptversammlung der Deutschen Bun-ɜengesellschaft für angewandte physikalische Chemie (früher Deutsche Elektrochemische Gesellschaft) in Wien am 28.—31. Mai 1908.

Die 15. Hauptversammlung der Deutschen łunsengesellschaft für angewandte physi-alische Chemie fand in Wien vom 28.—31. łai statt. Die zahlreich versammelten Teil-ehmer wurden am 28. abends vom Ober-ürgermeister Lueger im Rathaus begrüßt und ırch ein glänzendes Festessen bewirtet. Am). früh 9 Uhr begann die eigentliche Tagung it den üblichen Begrüßungsansprachen seitens :s Unterrichtsministers Dr. Marchet, den ertretern der Wiener Hochschulen, des Lo-lkomitees und der an der Versammlung be-ligten Behörden und Vereine. Die Sitzung ıd in dem freundlichst zur Verfügung ge-llten Saale des Österr. Ingenieur- und Archi-:tenvereins statt. Der Vorsitzende, W. Nernst-rlin, teilte zunächst mit, daß der Vorstand im Vorjahre von Geheimrat Böttinger :tiftete Bunsen-Medaille zum erstenmal an Kohlrausch verliehen habe. Der Emp-ger konnte leider aus Gesundheitsrücksichten ıt persönlich zugegen sein, hatte jedoch ıe Tochter und seinen Schwiegersohn, Herrn Frau Geheimrat Hallwachs-Dresden, mit :er Vertretung beauftragt. Herr Hallwachs as ein längeres Schreiben Kohlrauschs, lem er die historische Entwickelung seiner sischen Untersuchungen über das Leitver-;en der Elektrolyte beschrieb. Der Brief l in dem Verhandlungsbericht abgedruckt :len.

Als allgemeines Verhandlungsthema war otochemie" gewählt worden. Zuerst gab her-Dresden einen Überblick über die bis-;en Ergebnisse der photochemischen For-ng und ihre Bedeutung, dann sprach ıtz-Freiburg über Chemilumineszenz mit onstrationen. Byk-Berlin entwickelt eine Theorie der photochemischen Prozesse, n gewisser Beziehung die photochemische ung auf eine Art Elektrolyse durch Wech-om zurückführt. In der Diskussion er-n Luther und Weigert-Berlin, deren ıche über die Umwandlung von Anthracen ianthracen Byk zur Bestätigung seiner rie benutzt hatte, Einwände; besonders ·er hielt die Aufstellung einer allgemeinen rie für verfrüht. Dann sprachen Stobbe-ig: Photochemie organischer Verbindungen, um-Marburg über die Anwendung der ıchemie auf die Photographie und Schef-fer-Berlin über Beiträge zur physikalischen Chemie der photographischen Platte. Den meisten Beifall fand von Hübl-Wien mit seinem Vortrag über Farbenphotographie, der das Lumièresche Autochromverfahren an der Hand sehr gelungener Projektionsbilder erläuterte. Der Vortrag von Wiesner-Wien über Anwendung photochemischer Lichtmessungen wurde von einem Assistenten des Verfassers verlesen.

Die Reihe der Einzelvorträge eröffnete Brauner-Prag: Über die Stellung der seltenen Erden im periodischen System. Dann folgten Skrabal-Wien: Zur Reaktionsstufenregel und Rothmund-Prag: Über Löslichkeitsbeeinflussung.

Schluß der Sitzung gegen 6 Uhr. Am Abend waren den Teilnehmern Billetts zum k. k. Hofburg- und Hofoperntheater zur Verfügung gestellt worden.

Am 30. wurde die Sitzung früh 9 Uhr vom Vorsitzenden eröffnet und zunächst die geschäftliche Tagesordnung erledigt. Zum Vorsitzenden wurde Dr. Marquart-Bettenhausen-Kassel, zum zweiten Vorsitzenden W. Nernst und zum Kassenführer H. v. Böttinger-Elberfeld gewählt. Die nächste Jahresversammlung soll unmittelbar vor dem internationalen Kongreß für angewandte Chemie, der Pfingsten 1909 in London stattfindet, und zwar möglichst auf dem Wege nach England abgehalten werden. Vorläufig sind Kiel oder Aachen in Aussicht genommen.

Im wissenschaftlichen Teil sprachen Trautz-Freiburg: Anwendung des Nernstschen Wärmetheorems auf das Sulfurylchloridgleichgewicht, Bodenstein-Berlin: Messungen von Gasgleichgewichten, Nernst-Berlin: Zur Theorie der elektrischen Nervenreizung, Weiß-Treibach: Über pyrophore Legierungen, Doelter-Wien: Über elektrolytische Dissoziation im festen Zustande, Loeb-Berlin: Über die chemischen Wirkungen der dunklen Entladung, Leithäuser-Charlottenburg: Über die Analyse von Stickoxyden mittels Absorptionsmessungen, Henry-Paris: Über die Brownsche Bewegung mit kinematographischen Demonstrationen. Den Schluß der Sitzung bildete gegen 1 Uhr ein Vortrag von H. Goldschmidt-Essen: Über neue Thermitreaktionen, der durch eine Reihe wohlgelungener Experimente erläutert wurde.

Am Nachmittag des 30. Mai fanden wahlweise Besichtigungen verschiedener Institute statt. Besonderes Interesse erregte das neue elektrotechnische Institut der Technischen Hoch-

schule, ferner die Demonstration einer relativ sehr großen Radiummenge. Gleichzeitig fand noch eine allerdings schwach besuchte Sitzung statt, in der die folgenden Vorträge gehalten wurden: Kowalski-Freiburg: Beiträge zur Photolumineszenz, H. Goldschmidt-Kristiania: Über Alkylierungsgeschwindigkeiten, v. Antropoff-London: Über das gemeinsame Vorkommen von Argon und Zirkon in radioaktiven Mineralien, Lichtenstein-Königinhof: Über die Azoentwickler, Weigert-Berlin: Ozonzersetzung im Licht, Abel-Wien: Jod-Jodionenkatalyse des Wasserstoffsuperoxyds, Sackur-Breslau: Passivität in saurer Lösung, Reiß-Frankfurt: Anwendungen der Refraktometrie in der Physiologie und Pathologie des Menschen.

Am Abend versammelten sich die Teilnehmer zu einem wohlgelungenen Festmahl im Hotel Savoy, und am Sonntag den 31. wurde die Versammlung durch einen gemeinsamen Ausflug nach dem Semmering beschlossen.

O. Sackur.

(Eingegangen 6. Juni 1908.)

BESPRECHUNGEN.

K. Wernicke, Die Isoliermittel der Elektrotechnik. (Elektrotechnik in Einzel-Darstellungen. Heft 10.) 8. IX u. 184 S. mit 60 Abbildungen und 1 Ausschlagtabelle. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 5.50, gebunden M. 6.—

Das Buch behandelt die Anforderungen, die Prüfung und Anwendung der gebräuchlichen Isoliermaterialien, die in elektrischen Maschinen benutzt werden, sowie die Besonderheiten der Freileitungsisolatoren. Da übersichtliche Zusammenfassungen der zahlreichen Erfahrungen in diesem Gebiete bisher fast gänzlich fehlen, so sichert sich das Werkchen den ihm gebührenden Platz von selbst.

R. Rüdenberg.

Johannes Bruns, Die Telegraphie in ihrer Entwickelung und Bedeutung. („Aus Natur und Geisteswelt", 183. Bändchen.) 16. II u. 135 S. mit 4 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1,—, geb. M. 1,25.

Jedem, der sich über die Entwicklung der Telegraphie von ihren ersten Uranfängen — den optischen und akustischen Signalen — an bis zu ihrem heutigen Stande mühelos unterrichten will, sei dieses Bändchen der Teubnerschen Sammlung angelegentlich empfohlen.

Max Iklé.

K. Stockhausen, Der eingeschlossene Lichtbogen bei Gleichstrom. gr. 8. VIII u. 210 S. mit 59 Abbildungen und 4 Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 6.—, gebunden M. 7.—

Überaus zahlreiche Versuchsreihen über den eingeschlossenen Bogen von teils wissenschaftlichem, teils technischem Interesse sind in dieser wertvollen Monographie zu einem einheitlichen Ganzen verarbeitet. Neben den üblichen photometrischen Messungen dehnt der Verfasser seine Untersuchungen auch auf die mechanischen, elektrischen und chemischen Einzelvorgänge aus, Gebiete, auf denen bei eingeschlossenem Lichtbogen ausgedehntere Versuche bisher nicht vorlagen.

R. Rüdenberg.

Berichtigung.

In meiner Mitteilung „Über das Mesothorium" dieser Zeitschr. 9, 392, 1908, sind zwei sinnentstellende Verwechslungen unterlaufen:

Seite 399 rechts Zeile 6 v. o. muß es heißen „Ioniums" statt „Thoriums",

" " " Zeile 16 v. o. ebenfalls „Ionium" statt „Thorium".

Otto Hahn.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Zürich der frühere Oberrealschuldirektor (in Straßburg) Dr. E. Cherbuliez für Geschichte der Physik und mathematische Physik, an der böhmischen Universität in Prag Dr. Stanislav Hanzlik für Meteorologie und Klimatologie, an der deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. techn. Alfred Haerpfer für Geodäsie.

Ernannt: Der Professor Dr. O. Aschan zum ord. Professor der Chemie an der Universität Helsingfors, Dr. R. O. Smith zum a. o. Professor der Chemie am Rutgers College in Philadelphia, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Friedrich von Lerch zum a. o. Professor für Experimentalphysik an der Universität Innsbruck.

In den Ruhestand: Der Professor der technischen Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. E. Grandmougin, der Professor der Chemie an der Universität Rochester Dr. S. A. Lattimore, der Professor der Physik an der Universität Princeton Dr. C. F. Bracket, der Professor der Chemie an der Universität Budapest Dr. Karl v. Than.

Gestorben: Professor Dr. J. Mooser in St. Gallen (Ehrenmitglied der Physikalischen Gesellschaft Zürich), Staatsrat H. W. Struve (Chemie) in Tiflis.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 15 am 29. Juni 1908.

INHALT:

Originalmitteilungen:
O. Lummer u. E. Pringsheim, Über die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel. S. 449.
R. W. Wood, Die Resonanzspektren des Natriumdampfes. S. 450.
O. M. Corbino, Über die vom Voltaeffekt herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft. S. 461.
G. C. Simpson, Über eine neue Form der Zambonischen Säule. S. 463.
M. Seddig, Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der Brownschen Molekularbewegung. S. 465.
L. Kann, Zur Priorität eines „Wellenapparates zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes — also zur Demonstration stehender und interferierender Wellen u. dgl.“ S. 468.
Vorträge und Reden:
W. H. Julius, Energietransport in der Elektronenwelt. S. 469.
Besprechungen:
H. Boruttau, Lehrbuch der medizinischen Physik. S. 480.
F. Dessauer u. P. Wiesner, Leitfaden des Röntgenverfahrens. S. 480.
Jahrbuch für Astronomie (Bureau des longitudes) 1908. S. 480.
Personalien. S. 480.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

[Ü]ber die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel.

Von O. Lummer und E. Pringsheim.

Durch die Freundlichkeit des Herrn W. Wien [hab]en wir von einem Vortrag Kenntnis bekom[me]n, den Herr H. A. Lorentz[1]) auf dem inter[nat]ionalen Mathematikerkongreß in Rom ge[hal]ten hat. Herr Lorentz gibt darin eine [neu]e Herleitung für eine Formel, die Herr [Jea]ns für die Kirchhoffsche Strahlungsfunktion [auf]gestellt hat. Diese Formel ist von der Form:

$$F(\lambda, T) = \text{Const. } T \cdot \lambda^{-4}.$$

Hier bedeutet λ die Wellenlänge, T die [abs]olute Temperatur und $F(\lambda, T)$ das Emis[sion]svermögen eines schwarzen Körpers für die [Wel]lenlänge λ und die Temperatur T. — Nach [der] Jeansschen Formel würden die Energie[kurv]en kein Maximum besitzen, sondern mit [zune]hmender Wellenlänge stetig ansteigen und [die] Gesamtstrahlung würde für jede endliche [Tem]peratur einen unendlich großen Wert haben. [Dies]e Formel steht also im Widerspruch mit dem [Stef]an-Boltzmannschen Gesetz, dem Wien[sche]n Verschiebungsgesetz und der Planck[sche]n Strahlungsgleichung; nur für sehr große, [stren]g genommen unendlich große, Werte von [λ] geht die Plancksche Formel in die Jeans-[Lore]ntzsche über.

[O]bwohl Herr Lorentz anerkennt, daß die [gena]nnten Strahlungsgesetze mit unseren ex[perim]entellen Resultaten vollkommen überein[stimm]en und obwohl er wenigstens bei den [ersten] beiden dieser Gesetze gegen die theo[retisc]he Herleitung keine Einwendungen er[hebt], hält er doch die neue Formel im festen [Vertr]auen auf ihre theoretische Begründung [aufre]cht und sucht den Widerspruch zwischen [ihr un]d dem Experiment durch die Annahme [zu löse]n, das bei allen Energiekurven beobachtete Maximum beruhe auf Fehlern der Versuchsanordnung.

Wenn man die Jeans-Lorentzsche Formel betrachtet, so sieht man auf den ersten Blick, daß sie zu ganz unmöglichen, nicht nur mit den Resultaten aller Strahlungsbeobachtungen, sondern auch mit der alltäglichen Erfahrung in krassem Widerspruch stehenden Konsequenzen führt. Es würde daher überflüssig sein, auf diese Formel noch näher einzugehen, wenn sie nicht von zwei theoretischen Physikern von so hervorragender Bedeutung und Autorität verfochten würde.

Es ist eine alltägliche Erfahrung, daß hocherhitzte Körper, z. B. schmelzender Stahl, Licht von blendender Helligkeit aussenden, so daß man sich in den Stahlwerken zum Schutze der Augen dunkler Gläser bedienen muß. Die Schmelztemperatur des Stahls beträgt etwa $1600-1700^0$ abs.; die Strahlung eines schwarzen Körpers von dieser Temperatur würde sicher größer sein als die des Stahls. Nach der Jeans-Lorentzschen Formel würde daher bei Zimmertemperatur (300^0 abs.) die sichtbare Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers mindestens noch den $\frac{1700}{300} = 6$ ten Teil der Helligkeit des schmelzenden Stahls betragen. Wenn diese Formel richtig wäre, würden also Stahl und erst recht alle für Licht schwärzeren Substanzen wie Ruß, Platinmohr u. a. bei Zimmertemperatur ein helles Licht aussenden müssen. Wie sich aus unseren Beobachtungen ergibt, besitzt ein „schwarzer“ Körper bei 2000^0 abs. eine Lichtstärke von etwa 50 Hefnerkerzen pro Quadratzentimeter. Daher würde Ruß und Platinmohr bei Zimmertemperatur etwa 7 HK. pro cm^2 ausstrahlen müssen.

Diese Überlegung zeigt, daß der Faktor T in der Jeans-Lorentzschen Formel unrichtig ist. Ebenso unmöglich ist aber auch der Fak-

[1]) H. A. Lorentz: „Le partage de l'énergie entre la [matière] pondérable et l'éther“. Rom 1908.

tor λ^{-4}. Bei einer unserer spektralbolometrischen Versuchsanordnungen gab das Bolometer für die „schwarze" Strahlung von Zimmertemperatur bei der Wellenlänge $\lambda = 15\ \mu$ einen Ausschlag von 11 Skalenteilen. Für nicht allzu hohe Strahlungstemperaturen konnten wir bei derselben Anordnung im sichtbaren Teil des Spektrums keinen meßbaren Bolometerausschlag erhalten, obwohl das Auge deutliche Helligkeit wahrnahm. Wenn also unser Auge für Strahlen von $\lambda = 15\ \mu$ ebenso empfindlich wäre, wie es in Wirklichkeit für Strahlen von $0{,}5\ \mu$ ist, so würden wir im Spektrum der Strahlung von Zimmertemperatur an der Stelle $\lambda = 15\ \mu$ helles Licht erblicken. Aus der Jeans-Lorentzschen Formel aber würde sich ergeben, daß für die schwarze Strahlung von Zimmertemperatur die Helligkeit bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}5\ \mu$ $30^4 = 800\,000$ mal so groß wäre als bei $15\ \mu$. Ruß, Platinmohr und ebenso alle anderen Körper, ausgenommen die vollkommen durchsichtigen und die vollkommen reflektierenden würden also auch nach dieser Überlegung bei gewöhnlicher Temperatur ein sehr helles Licht aussenden müssen.

Wer sich diese naheliegenden Konsequenzen der neuen Strahlungsformel klar macht, wird wohl die Gründe für den Widerspruch zwischen der Jeans-Lorentzschen Theorie und unseren Versuchen über die schwarze Strahlung nicht in einer mangelhaften Versuchsanordnung suchen. Da aber Jeans und Lorentz von der Richtigkeit ihrer Theorie überzeugt sind, so erkennen sie unsere Versuche zwar da an, wo diese nach ihrer Meinung die Theorie bestätigen, schieben aber die Abweichungen zwischen ihrer Formel und unseren Resultaten auf die mangelnde Schwärze der von uns benutzten „schwarzen" Körper. So sagt Lorentz: „Il me reste à parler de la manière dont la théorie de Jeans .... peut rendre compte du maximum dans la courbe du rayonnement que les expériences ont mis en évidence. L'explication donnée par Jeans — et c'est bien la seule qu'on puisse donner — revient à dire que ce maximum a été illusoire; si l'on a cru l'observer, ce serait parce qu'on n'avait pas réussi à réaliser un corps qui fût noir pour les petites longueurs d'onde." Ferner: „Il se pourrait donc fort bien que le corps dont se sont servis Lummer et Pringsheim, tout en étant équivalent à un corps noir pour de grandes longueurs d'onde, ait eu un pouvoir émissif beaucoup plus petit que celui d'un tel corps pour les ondes courtes."

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz, welches auch von den Herren Lorentz und Jeans als richtig anerkannt wird, kann man bei Temperaturstrahlung aus dem Absorptionsvermögen eines Körpers auf seine Emission schließen. Da der von uns benutzte Strahlungskörper sicher keine Strahlung hindurchläßt, so wäre er für Lichtstrahlen absolut schwarz, wenn er von der einfallenden Lichtstrahlung nichts reflektieren würde. Wir haben nun aus Anlaß des Lorentzschen Einwandes photometrische Versuche mit Sonnenlicht angestellt, aus denen hervorgeht, daß von dem in den schwarzen Körper hineingesandten Licht weniger als der hunderttausendste Teil wieder herauskommt, daß also das Absorptionsvermögen für sichtbare Strahlen nicht kleiner als 0,99999 ist.

Die Änderung dieses minimalen Reflexionsvermögens mit der Temperatur des Strahlungskörpers zu untersuchen, wäre eine experimentelle Aufgabe, die zu lösen mit den jetzigen Hilfsmitteln aussichtslos erscheint. Da die im Innern des Strahlungskörpers befindlichen geschwärzten Flächen für lange Wellen sicher weniger diffus reflektieren als für kurze, so könnte unser „schwarzer" Körper für lange Wellen vielleicht ein etwas kleineres Absorptionsvermögen haben als 0,99999, wenn dieser Unterschied auch kaum quantitativ zu messen sein dürfte. Für lange Wellen brauchen wir aber die Schwärze der von uns benutzten Strahlungskörper zum Glück nicht zu erweisen, da sie von Herrn Lorentz ausdrücklich anerkannt wird. So sehr wir in dieser Beziehung mit ihm übereinstimmen, so wenig stichhaltig erscheinen uns die Gründe, die ihn zu dieser Anerkennung führen. Denn die Jeans-Lorentzsche Formel stellt die schwarze Strahlung bei den der Beobachtung zugänglichen Temperaturen erst für Wellen von sehr großer Länge richtig dar, bei denen wir infolge der Absorption der von uns benutzten Prismen aus Flußspat und Sylvin nicht mehr exakt messen konnten.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1908.

(Eingegangen 1. Juni 1908.)

Die Resonanzspektren des Natriumdampfes.

Von R. W. Wood.

Der Natriumdampf, den man erhält, wenn man das Metall in einer hochgradig ausgepumpten Stahlröhre auf eine Temperatur von ungefähr 400^0 erhitzt, gibt ein sehr kompliziertes Spektrum. Abgesehen von den D-Linien und den übrigen Linien der Hauptserie (im Ultraviolett), welche in der Umkehrung erscheinen, findet man das ganze sichtbare Spektrum, mit Ausnahme eines sehr schmalen Gebietes im Gelb, erfüllt von feinen und scharfen Absorptionslinien. Wir wollen dies als das kannelierte Absorptionsspektrum bezeichnen,

und wir finden, daß es in zwei getrennte Gebiete zerfällt. Das eine Gebiet erstreckt sich von der Wellenlänge 4500 Å.-E. bis zu 5700 Å.-E. und das andere von ungefähr 5800 Å.-E. bis zur äußersten Grenze des Rot. Es ist wahrscheinlich, daß es sich sogar bis 10 oder 12 μ hinaus ins Ultrarot erstreckt. Versuche, welche ich kürzlich gemeinschaftlich mit Herrn Professor A. Trowbridge in Princeton angestellt habe, ergaben nämlich, daß der Dampf in diesem Gebiet starke Absorption aufweist, wenngleich der Bolometerfaden nicht schmal genug war, um die Linien aufzulösen. Dieses merkwürdige Absorptionsspektrum habe ich vor einer Reihe von Jahren in Gemeinschaft mit Herrn J. H. Moore untersucht, indessen hat der Genauigkeitsgrad, welchen man jetzt bei Arbeiten über die Fluoreszenz des Dampfes erreicht, eine genauere Untersuchung dieses Spektrums wünschenswert erscheinen lassen. Diese Aufgabe hat einer meiner Schüler, Herr Clinkscales, im Laufe des vergangenen Jahres ausgeführt. Photographien, welche mit dem 21füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung aufgenommen wurden, zeigen, daß dieses sogar noch komplizierter ist, als ursprünglich vermutet worden war. Man findet im Durchschnitt 60 bis 70 Absorptionslinien im Raume von nur 12 Å.-E. Breite, mit anderen Worten: bis zu 30 Linien in einem Gebiete, das nicht breiter ist als der Abstand zwischen den D-Linien. Das bedeutet, daß im blaugrünen kannelierten Absorptionsspektrum, dessen Breite ungefähr 12 Å.-E. beträgt, roh veranschlagt etwa 6000 Absorptionslinien vorhanden sind. Diese Linien in ihrer Gesamtheit ordnen sich in eine Anzahl Gruppen ein, welche den Gruppen ähneln, die in den Absorptionsspektren von Jod und Brom, sowie in gewissen Emissionsbandenspektren zu sehen sind.

In den Figuren 8 und 9[1]) ist ein kleiner Teil des Absorptionsspektrums des Natriumdampfes im Vakuum nach Aufnahmen wiedergegeben, welche Herr Clinkscales mit dem 21füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung gemacht hat. Die Originalaufnahmen sind ungefähr sechsfach vergrößert worden, und der Maßstab der hier wiedergegebenen Teile ist somit etwas größer als der in Rowlands großem Atlas des Sonnenspektrums. Jeder der abgebildeten Streifen ist etwas weniger als 20 Å.-E. breit, also beträchtlich weniger als der Abstand zwischen den Serienlinien in den Resonanzspektren, bei denen die Zwischenräume von 36 bis 38 Einheiten schwanken. Auf den Platten erscheinen die starken Eisenlinien in diesem Gebiete als Vergleichslinien. Wie man sieht, sind die Absorptionslinien durch Zwischenräume getrennt, welche in manchen Fällen weniger als 0,15 Einheiten breit sind. Wenn die Resonanzspektren mit dem 12füßigen Gitter photographiert worden sind, so kann man durch Vergleichung der Spektrogramme mit dieser prächtigen Karte des Absorptionsspektrums außerordentlich reiche Aufschlüsse erhalten. Diese Karte wird uns die Entscheidung darüber ermöglichen, ob eine gegebene erregende Linie genau auf eine Absorptionslinie trifft oder mitten zwischen zwei solche fällt. Es ist streng zu beachten, daß das hier abgebildete Spektrum ein Positiv und nicht ein Negativ des Absorptionsspektrums ist. Es gleicht so sehr einem hellen Emissionslinienspektrum, daß ich es für wichtig erachte, auf diesen Umstand aufmerksam zu machen. Es ist höchst merkwürdig, daß man Teile eines kontinuierlichen Spektrums absorbieren und Gebiete von nicht viel über 0,05 bis 0,1 Å.-E. Breite übrig lassen kann, und es dürfte interessant sein, dieses übrigbleibende Licht nach seinem Durchgange durch den Dampf mit einem Interferometer nach Fabry und Perot zu untersuchen. Eine Erörterung dieses merkwürdigen durchgelassenen Spektrums vom Standpunkte der Impulstheorie des weißen Lichtes würde sich als interessant erweisen, da das durchgelassene Licht ebenso homogen zu sein scheint wie das Licht im Spektrum des Eisenbogens.

Ein Versuch, dieses Spektrum mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln zu entwirren, oder irgendwelche Regelmäßigkeiten in ihm zu finden, kann nicht in Frage kommen, denn die Linien sind so zahlreich und liegen so nahe beieinander, daß man ganze Reihen herausgreifen könnte, welche jedem beliebigen Gesetz, welches man erfinden möchte, gehorchen würden.

Wir haben indessen, wie ich in einer früheren Arbeit ausgeführt habe, eine sehr schöne experimentelle Methode zur Analyse des Spektrums und zur Entscheidung über die genaue Zusammengehörigkeit der Linien, eine Methode, die überdies mit der Zeit den theoretischen Physiker in den Stand setzen kann, uns das genaue Wesen des Mechanismus anzugeben, den wir „das Natriummolekül“ nennen.

Beleuchten wir den Dampf mit einem kräftigen Strahl weißen Lichtes, so wird er stark fluoreszierend und emittiert ein Spektrum, welches, wie ich jetzt glaube, das genaue Gegenstück zum Absorptionsspektrum ist. Im Anfange meiner Untersuchungen, als die Methoden und Apparate noch nicht zu dem hohen Grade der Vollkommenheit gebracht worden waren, den sie heute erreicht haben, glaubte ich, daß verhältnismäßig wenige der Absorptionslinien zu Fluoreszenz Veranlassung gaben, weil eben das Fluoreszenzspektrum nicht mit

1) Die Figuren sind auf besonderer Tafel (III) vereinigt.

der hochgradigen Dispersion photographiert werden konnte, die jetzt zur Verwendung gelangt. Dieses Fluoreszenzspektrum kann uns offenbar wenig helfen, weil es gerade so kompliziert ist wie das Absorptionsspektrum. Wenn wir indessen statt weißen Lichtes monochromatisches Licht auf den Dampf fallen lassen, so beobachten wir eine sehr merkwürdige Erscheinung. Wir haben dann eine Reihe heller Linien, die in sehr nahezu gleichen Abständen längs eines normalen Spektrums verteilt und durch Entfernungen von ungefähr 37 Å.-E. voneinander getrennt sind. Durch Änderung der Wellenlänge des erregenden Lichtes kann man verschiedene Serien von Linien mit verschiedener Intensitätsverteilung hervorbringen. In jedem Falle emittiert der Dampf Licht von derselben Wellenlänge wie die des erregenden Lichtes und außerdem eine ganze Anzahl Strahlungen anderer Schwingungszahlen, welche in einer bestimmten Beziehung zueinander stehen. Fehlt das erregende Licht, so ist der Dampf nichtleuchtend, das heißt, die Elektronen, die wir vielleicht als in konzentrischen Ringen umlaufend ansehen können, strahlen keinerlei Energie aus. Der Durchgang eines intensiven Strahles einer monochromatischen Strahlung durch das Medium stört in irgendeiner Weise dieses nichtstrahlende System und veranlaßt es zur Emission einer Reihe heller Spektrallinien. Wir können natürlich, wenn wir wollen, die Erscheinung unter die Fluoreszenz einreihen; da wir es aber anscheinend mit einer viel empfindlicheren Erscheinung als gewöhnlich zu tun haben, und da diese Spektren von den durch irgendwelche andere Hilfsmittel erregten von Grund aus verschieden sind, so schlage ich vor, sie Resonanzspektren zu nennen, da sie ohne Zweifel durch die Resonanz eines oder mehrerer Elektronen des Systems erregt werden, wenn monochromatische Strahlung ins Spiel tritt.

Im letzten Jahre sind viele weitere Aufschlüsse über diese merkwürdigen Spektren beigebracht worden, und obschon die Arbeiten gegenwärtig noch keineswegs abgeschlossen sind, so erscheint es doch nützlich, über die bisher gewonnenen Ergebnisse zu berichten, angesichts des Umstandes, daß von Zeit zu Zeit theoretische Arbeiten (besonders die von G. A. Schott) über das Wesen der von Elektronensystemen emittierten Strahlung erscheinen.

Ich habe bereits gezeigt, daß die D-Linien im Emissionsspektrum vorhanden sind, wenn der Dampf durch Licht von derselben Wellenlänge erregt wird. Diese Tatsache ist von Interesse im Zusammenhang mit der in neuerer Zeit von einigen Verfassern aufgestellten Behauptung, daß die D-Linien niemals vorhanden sind, wenn nicht Oxydation erfolgt, und es ist schwer einzusehen, wieso in den luftdichten Stahlröhren, die hochgradig ausgepumpt und wiederholt mit dem von dem Natrium entwickelten Wasserstoff gewaschen worden sind, irgendwelcher Sauerstoff zugegen sein kann.

Es ist jetzt die sehr merkwürdige Tatsache festgestellt worden, daß man das Auftreten der D-Linien im Emissionsspektrum hervorrufen kann, indem man den Dampf mit einem sehr intensiven Strahl blaugrünen Lichtes erregt, aus welchem alles gelbe Licht vollkommen ausgeschaltet worden ist. Das ist ein Beweis dafür, daß der Mechanismus, welcher die Hauptserie hervorbringt, ein Teil des sehr komplizierten Mechanismus ist, oder irgendwie mit diesem in Verbindung steht, welcher das kannelierte Absorptionsspektrum mit seinen Tausenden von Linien hervorbringt.

Der zweite interessante Punkt ist die Entdeckung von Serien äquidistanter Linien im roten Fluoreszenzspektrum, das durch monochromatisches rotes Licht erregt wird; die photographische Aufzeichnung dieses Spektrums ist durch die panchromatischen Platten ermöglicht worden, welche kürzlich von der Firma Wratten and Wainwright in den Handel gebracht worden sind.

Das Spektrum, welches emittiert wird, wenn der Dampf durch weißes Licht erregt wird, ist unter günstigeren Verhältnissen mit einem großen Gitter photographiert worden. Dabei hat sich gezeigt, daß es eine viel ausgebildetere Struktur hat, als anfangs angenommen worden war, zumal im gelbgrünen Spektralgebiet, wo an den früheren Photographien sehr wenig feine Einzelheiten erkennbar gewesen waren.

Das magnetische Rotationsspektrum ist untersucht worden mit dem Zwecke, zu entscheiden, ob das Drehungsvermögen für die verschiedenen Elektronen positiv oder negativ ist. Die erhaltenen Ergebnisse für das rote Spektralgebiet sind bereits veröffentlicht worden.[1])

Die Resonanzspektren, welche man erhält, wenn man den Dampf mit der Strahlung von Quarzglasbogenlampen mit Kadmium- und Zinkelektroden erregt, sind mit einem großen Gitter photographiert worden. Dann sind die Wellenlängen der hellen Linien, welche die Serien bilden, bis auf ein Zehntel einer Å.-E. genau bestimmt worden, ein gewaltiger Schritt vorwärts über das in meiner früheren Arbeit Erreichte hinaus, denn dort waren die Wellenlängen nur bis auf weniger als etwa 2 Å.-E. sicher.

Es wurden viele neue monochromatische

1) On the existence of positive electrons in the Sodium atom. Phil. Mag., 1908. — Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom. Diese Zeitschr. **9**, 124, 1908.



Lichtquellen angewandt, und der Prismenspektrograph wurde durch Hinzufügen eines neuen photographischen Objektivs mit großer Brennweite von Cooke verbessert. Die in der früheren Arbeit beschriebenen Resonanzspektren sind mit dieser verbesserten Apparatur von neuem photographiert worden, und wir kennen nunmehr die Wellenlängen der Linien bis auf etwas weniger als eine Einheit genau. Im Laufe dieses Jahres sollen sie alle noch einmal mit einem 12 füßigen Gitter photographiert werden. Diese Arbeit, welche eine ungeheure Geduld erfordern wird, gelangt in Gemeinschaft mit Herrn Felix E. Hackett, Fellow of the Royal University of Dublin, zur Ausführung.

Wenn ich jetzt über die neueren Ergebnisse berichte, so werde ich die Bekanntschaft mit meiner oben erwähnten früheren Arbeit voraussetzen, weil in ihr die Einzelheiten und die Methoden bereits ausführlich beschrieben worden sind. An der Apparatur sind ein paar Verbesserungen vorgenommen worden. Wegen der langen Expositionsdauer hat sich die Einführung einer Heizspule und eines Thermostaten in den großen Dreiprismenspektrographen als notwendig ergeben. Dadurch wurde die Temperatur bis auf ein Zehntel Grad konstant gehalten und die Bestimmung in nicht geringem Maße verbessert. Die Fernrohrlinse ist entfernt und durch ein eigens zu dem Zwecke angefertigtes photographisches Objektiv von Cooke von 3 1/2 *inches*[1]) Apertur und 40 *inches*[2]) Brennweite ersetzt worden. Diese Linse war so korrigiert worden, daß sie für das Spektralgebiet von 4500 bis 5700 Å.-E., in welches die zu untersuchenden Resonanzspektren fallen, mit möglichster Annäherung achromatisch war. Sie gestattet auch gute Bestimmungen im ganzen sichtbaren Spektralgebiet. Die nassen Wattepackungen an der Natriumröhre sind durch dichtgewickelte Spulen von 5 mm weitem Bleirohr ersetzt worden, durch welche ein kalter Wasserstrom fließt. Beim Arbeiten mit offenem Lichtbogen boten sich große Schwierigkeiten dar, weil der Bogen über die Elektrodenoberfläche wandert. Das Bild des Bogens bewegt sich infolgedessen auf der Öffnung der Trommelretorte der Natriumröhre hin und her. Das Bild der Kohlen gab gleichfalls zu Störungen Anlaß, weil es das vollständige Fluoreszenzspektrum erregte. Beide Arten von Störungen wurden dadurch beseitigt, daß der Bogen mit Hilfe einer großen konvexen Doppellinse auf ein kleines rundes Loch in einem Schirm fokusiert und dann ein Bild der Öffnung mittels einer zweiten Linse in die Natriumretorte hinein entworfen wurde.

1) Rund 8,9 cm. (Der Übers.)
2) Rund 1 m. (Der Übers.)

Auf diese Weise war es möglich, das weiße Licht von dem Natriumdampf fern zu halten und die Wanderung des Bogens durch Bewegung der Lampe von einer Seite zur andern auszugleichen. Es sind oftmals sieben- bis achtstündige Expositionen erforderlich; man sieht also leicht, daß die Wartung des Bogens keine leichte Arbeit ist. Es wurde der Versuch gemacht, den Bogen durch ein Magnetfeld in fester Lage zu halten, doch schien durch dieses Mittel nichts gewonnen zu sein. Die Spektren, welche durch die Strahlungen der Kadmium- und Zinkbögen in evakuierten Quarzglasröhren erregt werden, wurden mit einem großen ebenen Gitter in Verbindung mit der Cookeschen Linse photographiert, und da die Wellenlängen der in diesen beiden Fällen erregten Resonanzspektren mit bedeutender Genauigkeit bestimmt worden sind, so wollen wir sie zuerst besprechen. In jedem Falle wurde das Eisenspektrum dicht an dem Resonanzspektrum mit photographiert.

Erregung mit Kadmium.

Die Wellenlängen der Linien in dem durch die monochromatischen Strahlungen aus einer Kadmiumdampflampe erregten Resonanzspektrum sind bis auf ein bis zwei Zehntel einer Å.-E. genau bestimmt worden. In der vorigen Arbeit habe ich gezeigt, daß der Dampf bei Erregung mit der Strahlung von der Wellenlänge 4800 Å.-E. zur Emission einer Reihe sehr nahezu in gleichen Abständen über ein normales Spektrum verteilter heller Linien angeregt wird. Ob die Linien in Wirklichkeit in gleichen Abständen verteilt sind, ist eine Frage von großer Bedeutung, denn die theoretischen Behandlungen der von einem auf verschiedene Weisen gestörten Elektronensystem emittierten Strahlung können nur durch experimentelle Prüfung ihre Bestätigung finden. Herr Professor Larmor hat mir brieflich entwickelt, daß ein in stetiger Kreisbewegung befindliches nichtstrahlendes Elektronensystem, wenn es durch die Absorption einer Strahlung gestört wird, die hinsichtlich ihrer Schwingungszahl der Schwingungszahl eines der Elektronen entspricht, Strahlungen emittieren muß, die eine Reihe längs eines Normalspektrums gleichmäßig verteilter Linien liefert. Man muß sich aber eine Tatsache gegenwärtig halten. Das von dem Dampfe emittierte Licht ist gezwungen, eine gewisse Schichtdicke kälteren Dampfes zu durchlaufen, bevor es das Spektroskop erreicht, und da die Absorptionslinien sehr nahe aneinander liegen, so ist es durchaus möglich, daß die scheinbare Lage einer Emissionslinie von endlicher Breite in geringem Maße durch Absorption verändert werden kann. Wenn beispielsweise eine starke Absorptions-

linie auf der violetten Seite und nahe bei der Emissionslinie vorhanden ist, so wird die Mitte der Emissionslinie ein wenig nach der roten Seite ihrer wahren Lage verschoben erscheinen. Sehr geringe Abweichungen vom Gesetz der gleichen Abstände brauchen nicht als verhängnisvoll betrachtet zu werden.

Ein Teil eines der Spektrogramme ist in Figur 6 wiedergegeben. Die erregende Linie ist $\lambda = 5086$ Å.-E. Die Figur zeigt 8 bis 10 Resonanzlinien.

Die Wellenlängen der Linien in der Serie, welche durch Erregung bei der Wellenlänge 4800 Å.-E. hervorgerufen wird, sind in der folgenden Tabelle I zusammen mit den Wellenlängendifferenzen angegeben.

Tabelle I.

λ	$\Delta\lambda$
4765,5	
4800	34,5
4835,8	35,8
—	$\frac{72,4}{2} = 36,2$
4908,2	
4945,1	36,9
4982,2	37,1
5019,7	37,5
—	$\frac{74,57}{2} = 37,29$
5094,27	
5131,5	37,23
5169,5	38
5207,46	37,96
5245,2	37,74
5282,76	37,56
5321,39	38,63
5359,42	38,03

Nur zwei Linien fehlen in dieser Serie. Bei den früheren Untersuchungen entgingen drei der Wahrnehmung. Ich bin fest überzeugt, daß bei längerer Expositionsdauer alle auftreten würden. Es ist ersichtlich, daß die Linien im Gebiete kürzerer Wellenlängen näher beisammen liegen. Die kleinen Abweichungen in den Differenzen oberhalb der Linie 5019,7 Å.-E. sind m. E. der oben erwähnten Ursache zuzuschreiben. Nimmt man die Differenzen zwischen je fünf Linien in der Reihe statt zwischen je zweien, so findet man den durchschnittlichen Abstand bemerkenswert konstant. Geht man von der untersten — der längsten — Linie in der Reihe aus, so gehen die Differenzen zwischen jeder Linie und der vierten folgenden in nachstehender Weise: 151,96; 151,89; 151,26; 150,93; 151,46; 149,8; 149,3 und 149,17.

Zurzeit werden die Spektren mit dem 12-füßigen Gitter photographiert, und es ist sehr wohl möglich, daß sich dabei eine noch größere Regelmäßigkeit ergeben wird. Der Umstand scheint unvermeidlich, daß der Abstand beim Fortschreiten zu größeren Wellenlängen im Spektrum ein wenig größer wird.

Wir wollen nun das Resonanzspektrum betrachten, welches von der grünen Kadmiumlinie $\lambda = 5086$ Å.-E. erregt wird, und welches, wie ich in meiner früheren Arbeit nachgewiesen habe, aus einer Reihe gleichmäßig verteilter Dupletts besteht.

Die blauen Linien der Kadmiumlampe wurden durch ein Filter von Nitrosodimethylanilin ausgeschieden. Bei neueren Versuchen erwies sich ein Filter aus einer konzentrierten Lösung von Neodymsalz als wirksamer.

Die Wellenlängen der bei Erregung durch die Linie 5086 Å.-E. entstehenden Linien sind in der folgenden Tabelle II angegeben:

Tabelle II.

{ 4969,0 a	5159,0 c
{ 4975,0 b	{ 5164,4 a
{ 5007,9 a	{ 5169,5 b
{ 5013,6 b	5195,2 d
{ 5046,8 a	5199,9 c
{ 5052,7 b	5202,4 a
{ 5086,0 a	5237,9 c
{ 5091,3 b	5268,5 e
{ 5125,0 a	5276,0 c
{ 5130,3 b	5305,6 e

In dieser Tabelle sieht man, daß außer den erwähnten Dupletts, die ich durch Klammern zusammengefaßt habe, eine Reihe anderer Linien auftreten. Die Linien, welche derselben Reihe äquidistanter Linien angehören, habe ich durch Buchstaben bezeichnet. Man findet, daß bei Annäherung an die obere Grenze der Serie andere Linien auf der Seite kürzerer Wellenlängen der Linie oder der Linien am oberen Ende auftreten, daß eine neue Serie beginnt, wo die alte endet. Dasselbe tritt in vielen anderen Fällen auf, so im Resonanzspektrum, das durch die Baryumlinie $\lambda = 4934$ Å.-E. erregt wird.

Es läßt sich einigermaßen schwer durch Worte ausdrücken, wie diese Linien auftreten, und man kann eine viel bessere Vorstellung davon gewinnen, wenn man einen Zirkel an die Abbildung anlegt und die Zwischenräume der Serien ausmißt; dabei bemerkt man dann, wie die Linien der neuen Serie auf der kurzwelligen Seite der Linien auftreten, deren Abstände man mißt.

Tabelle III.

Differenzen.

a	b	c	d	e
38,9	38,6	40,9	—	37,1
39,0	39,1	38,0		
39,2	38,6	38,1		
39,0	39,0			
39,4	39,2			
38,0				



Ich habe die Differenzen zwischen den Wellenlängen der Linien der verschiedenen Serien, a, b, c, d und e, in einer besonderen Tabelle III angegeben, die Linie d scheint vereinzelt dazustehen.

Erregung mit Zink.

Die Wellenlängen in dem Resonanzspektrum, das durch die blauen Zinklinien erregt wird, sind bis auf weniger als 0,2 Å.-E. genau bestimmt worden. Es wurden zwei Negative mit dem großen Gitter und der Cookeschen Linse mit langer Brennweite aufgenommen, eins mit einem äußerst engen Spalt, das dann den Messungen zugrunde gelegt wurde, und eins mit einem weiteren Spalt, das in Figur 2 wiedergegeben ist. Die Figur enthält oberhalb das Spektrum der Fluoreszenz bei Erregung mit weißem Licht, dazwischen als Vergleichsspektrum das des Eisens. Auf dieser Platte erschien das untere Ende des Spektrums nicht. Das rührte davon her, daß ein Zipfel eines schwarzen Tuches im Spektrographen vor das Ende der Platte gerutscht war. Die Abbildung gibt eine gute Vorstellung von der Schärfe der Linien im Resonanzspektrum, obschon die erregenden Linien auf der Platte nicht erscheinen. Es ist auch daran zu erinnern, daß diese Platte mit einem Spalt aufgenommen worden ist, den ich als weit bezeichnet habe. Das Resonanzspektrum enthält eine große Anzahl von Reihen äquidistanter Linien, obschon die Serien nicht so ausgedehnt sind wie im Falle der Erregung mit Kadmium und in vielen anderen, alsbald zu betrachtenden Fällen.

Ich habe jetzt nicht die Spektren photographiert, welche von jeder der drei Linien einzeln erregt werden. Ich habe aber nach einer Vergleichung der mit dem Gitter gemachten Aufnahme mit der gelegentlich meiner früheren Arbeit gemachten eine vorläufige Zusammenstellung der Linien vorgenommen, welche nach meiner Meinung dem durch die längste der drei Zinklinien erregten Spektrum angehören. Diese Linien habe ich in der Wellenlängentabelle IV mit einem Sternchen bezeichnet, und mit den Buchstaben a, b, c usw. habe ich die Linien bezeichnet, welche derselben Serie anzugehören scheinen.

Da in den jetzigen Photographien viele Linien doppelt erscheinen, die in den früheren Spektrogrammen einzeln erschienen waren, so ist es klar, daß man der gegenwärtigen Einteilung der Linien nicht allzuviel Gewicht beilegen darf. Viele der Serien haben anscheinend Linien, welche fehlen, und zurzeit wird der Versuch gemacht, diese mit längeren Expositionen zu finden. Es waren 8 bis 10stündige Expositionsdauern erforderlich, bei denen die Quarzglaszinklampe von einem Strom von fünf Ampère gespeist wurde. Nach 25 bis 30stündigem Gebrauch sind die Lampen nicht mehr viel wert, weil sich ein schwarzer Niederschlag (vermutlich reduzierte Kieselsäure) bildet, der sich an die Innenfläche der Röhre ansetzt.

Ich lasse jetzt (in Tabelle IV) die Wellenlängen folgen, zugleich mit den Wellenlängendifferenzen (Tabelle V) der anscheinend der-

Tabelle IV.

4647,2	2			5181,1	1			5410,0	6	*	
4648,9	2			5184,2	1			5414,0	3		
4655,3	2			5186,8	6	*	b	5418,4	1		
4680,4	10			5196,0	1		d	5420,0	1		
4684,5	2			5215,3	2		c	5421,8	6		
4685,8	2			5220,6	1			5423,3	6		
4688,5	4			5225,8	4	*	b	5427,6	2		
4700,1	1			5232,0	3	*	d	5432,2	2		
4713,5	7			5244,0	1			5438,0	6		
4714,4	7			5248,7	1			5440,3	1		
4719,7	3			5252,8	1	*	c	5442,7	3		d
4722,3	10			5253,7	2			5443,9	5		
4746,5	2			5264,5	2	*	b	5448,2	2		
4747,5	3			5268,0	1		d	5451,5	5		
4748,6	5			5273,0	1			5454,4	8		
4753,8	1			5277,6	1			5457,3	3		
4755,8	6			5290,2	9	*	c	5458,8	1		
4774,7	2	*	a	5300,0	1	*		5465,1	2		
4776,0	2			5303,1	2	*	bd	5471,7	4		
4783,1	1			5305,6	2			5475,8	2		
4810,7	10	*	a	5307,5	1			5478,0	3		d
4813,4	1			5313,7	2			5482,6	4		
4818,2	1			5315,8	1			5484,1	5		
4822,2	2			5321,1	3			5486,9	7		
4823,6	2			5327,0	3			5490,0	3		
4845,4	4			5328,5	6	*	c	5494,1	1		
4847,2	4	*	a	5338,1	8	*	d	5496,2	3		
4853,4	1			5350,5	2			5502,0	2		
4858,5	1			5351,6	4			5505,6	2		
4883,6	2	*	a	5356,5	1			5512,5	1		d
4914,8	1	*		5366,0	1		c	5512,9	2		
4955,8	1		a	5370,0	1			5516,1	3		
4958,7	2	*	b	5373,5	8	*	d	5519,3	2		
5029,2	3		a	5375,9	5			5521,7	2		
5034,1	2	*	b	5379,2	1			5526,7	1		
5055,4	3			5386,1	2			5532,6	1		
5065,1	1		a	5387,4	5			5535,2	2		
5072,3	2	*	b	5390,2	2			5538,0	2		
5103,4	2			5391,9	3			5547,8	1		
5125,9	3	*		5397,3	1			5557,6	4		
5136,7	1			5399,1	2			5558,5	6		
5140,4	2	*		5403,3	4			5563,7	4		
5148,9	1	*	b	5404,3	2			5583,1	2		
5161,6	1			5406,3	1			5584,4	3		
5168,8	1			5408,5	8		d	5588,9	2		

Tabelle V.

Differenzen.

a	b	c	d
36	$\frac{75,4}{2} = 37,7$	37,5	36
36,5	38,2	37,4	36
36,4	$\frac{76,6}{2} = 38,3$	38,3	35,1
$\frac{72,2}{2} = 36,1$	37,9	38,5	35,1
$\frac{73,4}{2} = 36,7$	39		35,4
35,9	38,7		35
	38,6		34,2
			35,3
			34,5

selben Serie angehörenden Linien. Die erregenden Linien sind unterstrichen und die Intensitäten roh in Zahlen angegeben; dabei bedeutet 10 sehr kräftig und 1 sehr schwach.

Die Serien sind bei Zinkerregung nicht so deutlich ausgeprägt wie in vielen anderen Fällen. In der Serie, die ich mit „a" bezeichnet habe, und die von der längsten der drei Zinklinien erregt wird, werden anscheinend die oberen Glieder durch eine der anderen Zinklinien erregt und nicht von der die Reihe einleitenden Linie. Mit anderen Worten: die Linie 4883,6 Å.-E. scheint die letzte Linie der durch *Zn* 4810,7 Å.-E. erregten Serie zu sein, wir finden aber eine Anzahl Linien in dem durch die Gesamtstrahlung der Zinklampe erregten Spektrum, welche eine Fortsetzung dieser Serie bilden. Keine der beiden anderen Zinklinien fällt jedoch auf einen Punkt, der durch Verlängerung der Serien bis in ihr Gebiet bestimmt werden würde. Wir müssen uns indessen gegenwärtig halten, daß bei Erregung des Dampfes im blauen Spektralgebiet die Serie, welche im Punkte der Erregung beginnt, allmählich verschwindet, wenn wir im Spektrum weitergehen, und daß dann andere Linien erscheinen, ein Umstand, welcher die eben erwähnte scheinbare Schwierigkeit erklärt. Es scheinen einige Anzeichen dafür vorzuliegen, daß beim Aufsteigen im Spektrum der Abstand zwischen den Linien einer Serie wieder kleiner zu werden beginnt, das heißt, daß der Abstand irgendwo in der Mitte des Spektrums einen Höchstwert hat. Als Beispiel hierfür betrachte man die Serien „a" und „d". Man darf indessen diesen Tabellen der Wellenlängendifferenzen nicht allzu großes Gewicht beilegen, da die zusammengehörigen Linien nur nach den älteren, sehr ungenügenden Spektrogrammen und durch Ausmessung der neuen Spektralkarte mit einem Zirkel bestimmt worden sind. Das Resonanzspektrum ist jetzt mit dem 12 füßigen Konkavgitter photographiert worden, und sobald die neuen Zinklampen eintreffen, sollen die von den einzelnen Zinklinien erregten Spektren mit demselben Instrument aufgenommen werden.

Erregung mit Lithium.

Das Licht des Lithiumbogens erregt eine höchst merkwürdige Gruppe von Resonanzspektren. Es ist dies das einzige Mittel, welches ich gefunden habe, bestimmte Linienserien im roten Gebiet des Fluoreszenzspektrums zu erregen. Es sind im ganzen vier erregende Linien vorhanden; sie liegen aber so weit auseinander, daß die von ihnen erregten Resonanzspektren sich nur in sehr geringem Maße übereinanderlagern. Eine mit einer panchromatischen Platte aufgenommene Photographie des vollständigen durch den Lithiumbogen erregten Spektrums ist in Figur 1 wiedergegeben. Die Stellen der Erregung sind durch Pfeile bezeichnet. Die blaue Linie ($\lambda = 4603$ Å.-E.) erregt ein Resonanzspektrum, das aus einer nahezu äquidistanten Gruppe von Linien im Violett und einer weiteren Gruppe im Gelbgrün besteht. Diese beiden Gruppen werden durch die Klammern „A" bezeichnet. Die blaugrüne Linie ($\lambda = 4972$ Å.-E.) erregt eine bemerkenswerte Linienserie mitten zwischen den Gruppen „A". Diese Serie ist von besonderem Interesse. Wie wir nämlich gleich sehen werden, erregt die Baryumlinie $\lambda = 4934$ Å.-E. dieselbe Serie bei der ersten Linie unterhalb der erregenden Linie der Lithiumserie. Die rote und die orange Lithiumlinie erregen gleichfalls zwei scharf ausgeprägte Serien im roten Spektralgebiet, deren einzelne Linien sehr nahezu äquidistant zu sein scheinen. Bislang habe ich die Wellenlängen dieser Linien noch nicht bestimmt, obwohl sie jederzeit aus der Platte bestimmt werden können, auf welcher ein Eisenspektrum als Vergleichsspektrum parallel zu den Resonanzspektren verläuft. Im ganzen genommen ist diese Platte die schönste Illustration für Resonanzspektren mit monochromatischer Erregung, die ich bis heute erhalten habe. Die Photographie wurde mit einem kleinen Zweiprismenspektrographen aufgenommen und ist wegen der geringen Dispersion und der großen Spaltbreite nicht zu Wellenlängenmessungen benutzt worden. Solche Spektrogramme, die sich am besten zur genauen Messung der Linien eignen, lassen sich nicht sehr gut reproduzieren. Infolgedessen habe ich zu Illustrationszwecken nur die mit breitem Spalt aufgenommenen verwandt, und die mögliche Genauigkeit der Wellenlängenbestimmungen darf nicht nach den dieser Arbeit beigegebenen Photographien beurteilt werden.

Wir wollen jetzt die von der grünblauen Linie $\lambda = 4972$ Å.-E. erregte Serie betrachten. Die Wellenlängen der Linien in dieser Serie sind in der nachstehenden Tabelle VI aufgeführt. Ich halte die Wellenlängen für genau bis auf ungefähr drei Zehntel Å.-E., denn die Platte war besonders gut und mit einem sehr feinen Spalt aufgenommen worden.

In dieser Tabelle habe ich die Linien, welche die äquidistante Reihe bilden, mit einem Stern (*) bezeichnet. Die drei letzten Linien gehören einer anderen Reihe an, welche nicht die Fortsetzung der ersten ist. Man sieht, daß wenn man im Spektrum aufsteigt, andere Linien auf der kurzwelligen Seite der Hauptlinien auftreten, wie bei der durch die grüne Kadmiumlinie erregten Duplettserie. Eine Diskussion des durch die blauviolette Lithiumlinie erregten Spektrums will ich verschieben, da ich lieber warten möchte,

Tabelle VI.

λ	Δλ
4862,0 *	
4896,2 *	34,2
4934,0 *	37,8
4972,3 *	38,3
5007,4	
5009,6	39,4
5011,7 *	
5049,9 *	38,2
5085,9	39,2
5089,1 *	
5117,8	
5123,7	39,1
5128,2 *	
5152,9	
5162,4	39,0
5167,2 *	
5191,8	
5199,4	39,9
5207,1 * ?	
5229,6 * *	
5266,9 * *	37,3
5304,3 * *	37,4

ographien mit dem großen Konkav-
ıalten worden sind.

Erregung mit Baryum.

Erregung durch die starke Baryum-
4934 Å.-E. ist von großem Interesse,
selbe Serie entsteht wie bei Lithium-
. Der Erregungspunkt liegt bei der
nie unterhalb der erregenden Lithium-
d die Resonanzspektren sind identisch,
Einschränkung, daß die auf der kurz-
Seite der Hauptlinien auftretenden be-
n Linien nicht identisch sind. Die
ngen sind in nachstehender Tabelle VII
t und die Hauptlinien durch Sterne
hoben.

Tabelle VII.

λ	Δλ
4896,2 *	
4934,0 *	37,8
4972,3 *	38,3
5008,9	38,7
5011,0 *	
5046,6	38,7
5049,7 *	
5088,4 *	38,7
5123,0	39,2
5127,6 *	
5130,8	
5160,9	39,5
5163,8	
5167,1 *	
5192,0	
5199,3	39,5
5202,3	
5206,6 *	
5238,0	
5240,0	
5299,5	
5327,7	
5336,2	
5340,0	

Die drei starken Linien einer fremden Serie, die bei Lithiumerregung auftreten (und in Tabelle VI mit zwei Sternen bezeichnet sind), erscheinen bei Erregung durch Baryum nicht.

Erregung mit Thallium.

Die grüne Linie des Thalliumbogens erregt eine Serie von Resonanzlinien, von denen einige von Nebenlinien auf der kurzwelligen Seite begleitet sind. Eine Photographie des Spektrums, die mit einem breiten Spalt aufgenommen worden ist, findet sich in Figur 5 wiedergegeben. Die Wellenlängen sind folgende:

Tabelle VIII.

λ	Δλ
5206 *	
5235	36
5242 *	
5278 *	36
5304	36
5314 *	
5351 *	37
5387 *	36
5419	36,5
5423,5 *	
5450	36,5
5460 *	

Der Thalliumbogen brannte sehr ruhig. Die untere Kohle hatte eine 2 mm weite Bohrung, die mit metallischem Thallium gefüllt gehalten wurde und als Anode diente.

Die Serienlinien liegen hier etwas enger zusammen, wie die Spalte der Wellenlängendifferenzen (Spalte 2 in Tabelle VIII) zeigt.

Erregung mit Magnesium.

Ich habe viel Zeit mit Versuchen vergeudet, einen befriedigenden Magnesiumbogen zwischen Metallelektroden bei niedrigem Druck zu erhalten. Schließlich fand ich, daß der einfache Kunstgriff, Magnesiumpulver in eine hohle Kohle einzuführen, jedem Zwecke entsprach. Der Bogen brannte dabei ruhig. Alle vier bis fünf Minuten wurde neues Pulver hinzugetan.

Das grüne Triplett (Gruppe b) erregt helle Resonanzspektren, die in Figur 4 reproduziert sind. Wir finden hier das Triplett mehr oder minder vollkommen in regelmäßigen Zwischenräumen wiederholt. Wenn der Abstand der einzelnen Linien, welche die Serien bilden, für jede Serie derselbe wäre, so müßten wir offenbar das Triplett immer wieder über das ganze Spektrum hin wiederholt finden. Daß dies nur in unvollkommenem Maße der Fall ist, kommt von der Verschiedenheit des Abstandes der Linien in den einzelnen Serien her. Bislang hat sich noch kein Mittel gefunden, die Spektren einzeln zu erregen, weil die

drei erregenden Linien so nahe beieinander liegen.

Die Wellenlängen sind weiter unten verzeichnet (Tabelle IX).

Man kann leicht die drei Serien äquidistanter Linien herausfinden, welche von den drei Magnesiumlinien erregt werden. Dagegen ist es unmöglich, irgend etwas über die Extralinien oder über die Zugehörigkeit irgendeiner von diesen zu den einzelnen Serien auszusagen. Linien, welche derselben Serie angehören, sind durch denselben Buchstaben bezeichnet, während die erregenden Linien unterstrichen sind. Die Wellenlängendifferenzen für die drei Serien a, b und c sind in einer besonderen Tabelle (Tabelle X) zusammengestellt. Die Serie „a" wurde am besten erhalten, soweit die Konstanz der Wellenlängendifferenzen in Frage kommt. Die geringe Abweichung in der Mitte der Tabelle gleicht sich aus und beruht zweifellos auf einem Fehler von einer halben Å.-E. bei der Ausmessung einer der Linien.

Tabelle IX.

5342,0	b	5201,5		5101	
5327,0	a	5190		5098,0	a
5305		5184,5	b	5095,2	
5302,5	b	5181		5089,8	c
5297,2		5179		5075	
5296		5173,5	a	5068	b
5288,0	a	5167,5	c	5060	a
5286		5145,5	b	5056	
5284,0	c	5142,7		5049,5	c
5263,5	b	5140		5030	b
5258		5136,0	a	5022	a
5250,0	a	5134,5		4991	b
5245,2	c	5133		4984	a
5224,0	b	5129	c	4978,5	
5222		5124		4957	
5212,0	a	5106,5	b	4946	a
5206,5	c				

Tabelle X.
Differenzen.

a	b	c
39	39,5	38,8
38	39	38,7
38	39,5	39
38,5	39,5	38,5
37,5	39	39,2
38	39	40
38	38,5	
38	38	
38	39	
38		

Erregung mit Blei.

Der Bleibogen veranlaßt den Natriumdampf zur Emission einer stark ausgeprägten Serie von Linien mit einer Wellenlängendifferenz von 39 Å.-E. Diese Linien sind von Trabanten begleitet, die bald auf der einen und bald auf beiden Seiten liegen, wie die Tabelle XI zeigt. Das Gesetz, welchem die Verteilung der Trabanten folgt, und die mögliche Ursache für ihr Auftreten werden sich erst bestimmen lassen, wenn eine größere Menge von Photographien der Resonanzspektren aufgenommen sein wird und die Ergebnisse verglichen und zusammengestellt sein werden. Die Linien, welche die Serie bilden, sind mit einem Stern bezeichnet.

Tabelle XI.

λ	$\Delta\lambda$
5336,5	
5309,5	
5299	
5272	
5263	
5254	
5238	
5233	
5201 *	
5195	39
5188	
5162 *	
5158	
5154	39
5127	
5123 *	
5119,5	39
5084 *	
5081	39
5045 *	
5042	38
5006 *	
5002	
4968 *	
4963	38
4956	
4930 *	
4928	
4925	

Die Linie im Bleispektrum, welche dieses Resonanzspektrum erregt, hat eine Wellenlänge von 5006 Å.-E. Außerdem ist eine schwächere Linie bei 5002 Å.-E. vorhanden, und ich bin nicht sicher, ob das Licht dieser Linie für irgendwelche Linien im Spektrum verantwortlich ist. Sie paßt bis auf eine Å.-E. genau in die Serie, aber sie ist viel schwächer als die Linie bei 5006 Å.-E.

Erregung mit Wismut.

Der Wismutbogen ist bei weitem der beste Erreger für den Dampf, den wir haben, und er liefert das typische Resonanzspektrum. Er hat nur eine einzige Linie, die wirksam ist, und diese Linie liegt weit im Blau. Das Resonanzspektrum besteht aus einer Serie im Blau, welche sich bei langer Exposition bis ins Grün hinein verfolgen läßt, und einer Menge Linien im oberen Ende des Spektrums im gelbgrünen Gebiet.

Die erregende Linie ist im Resonanzspektrum von zwei schwachen Trabanten begleitet. Die erste Linie oberhalb ist ein enges Duplett,

ite ein breiteres, und die erste Linie
ɔ ist eine verdächtiges Duplett, der
ach zu urteilen. Aller Wahrscheinlich-
h sind die zweite und die dritte Linie
ɔ der erregenden Linie Dupletts, ob-
ie so schwach sind, daß sie auf den
rhaltenen Photographien nur eben noch
ieden werden können.

Linien in der Serie scheinen zu fehlen.
Wellenlängen im blauen und grünen
gebiet sind in der nachstehenden Ta-
I aufgeführt.

Linien im gelbgrünen Spektralgebiet
der folgenden Tabelle XIII zusammen-
Die Intensitäten sind roh in Zahlen
en, wobei 1 sehr schwach bedeutet.

Tabelle XII.

λ		$\Delta\lambda$
5007	*	
5004		
4995		$\frac{72}{2} = 36$
4990		
4962		
4935	*	
4927		$\frac{71}{2} = 35,5$
4867		
4864	*	
4860		35,5
3828,5	*	
4823,7		35,5
4793	*	
4790,5		34,5
4757,5	*	
4756,5		34,5
4727		
4723	*	
4720		33
4690	*	
4657,5	*	32,5
5624	*	32,5

Tabelle XIII.

[illegible],4	1	5447,1	2	5391,9	
[illegible],3	1	5445,9	2	5391,1	2
[illegible]	1	5442,1	2	5388,3	1
[illegible]	3	5440,9	5	5387,1	1
[illegible],9	6	5438,3	1	5379,1	4
[illegible],5	1	5436,7	1	5377,7	4
[illegible]1,6	2	5431,1		5376,2	1
[illegible],1	2	5429,5		5374,0	5
[illegible]3,7	5	5426,8		5373,5	7
[illegible]4,5	5	5425,4		5372,5	1
[illegible]3,5	6	5423,9		5358	2
[illegible]0,5	2	5413,2	8	5357,3	2
[illegible]9,0	2	5411,9	8	5355,7	1
[illegible]3,8	1	5410,4	2	5336,8	6
[illegible]2,3	1	5408,3	5	5335,6	2
[illegible]9,4	7	5407,5	5	5334,1	1
[illegible]8,0	3	5394,8	2	5299,8	2
[illegible]6,5	5	5392,8			

Erregung mit Silber.

der früheren Arbeit hatte ich gemeint,
lie Silberlinie 5209 Å.-E. dieselbe Serie
erregte wie die Kadmiumlinie 4800 Å.-E. Ich weiß jetzt, daß dies ein Irrtum war, der von der Unzulänglichkeit des benutzten Spektroskops herrührte. Die Silberlinie erregt eine Serie, deren einzelne Linien um ungefähr 1,5 Å.-E. länger sind als die entsprechenden von der Kadmiumlinie erregten Linien. Der zur Erregung des Resonanzspektrums benutzte Silberbogen wurde zwischen Kohlen gebildet, deren untere mit einer Seele aus metallischem Silber versehen war. Es war keine prismatische Zerlegung erforderlich, denn ich fand, daß die Linie 5209 Å.-E. die einzige war, welche den Dampf zu erregen vermochte. Die Wellenlängen der Linien im Resonanzspektrum sind in der folgenden Tabelle XIV angegeben. Die ersten sechs Linien in der Tabelle waren sehr schwach, und ihre Wellenlängen sind nicht so genau wie die der übrigen.

Tabelle XIV.

λ		$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$ für die Serie „a"
4947,5		37,8	
4985,3		37	
5022,3		37,2	
5059,5		37,5	
5097,0			
5122,0	a	36	
5133,0	*		38
5160,0	a	37,8	
5170,8	*		38
5198,0	a	38,2	
5209,0	*	38	38
5236,0	a		
5247,0	*	38	
5285,0	*	38,5	
5324,5	*		

Die starken Linien, welche ich mit beträchtlicher Genauigkeit gemessen habe, und die eine Serie bilden, habe ich mit Sternen bezeichnet. Die ersten fünf Linien in der Tabelle gehören, wie ich glaube, gleichfalls derselben Serie an, obschon eine geringe Unstimmigkeit in der Tabelle der Differenzen vorzuliegen scheint. Vier von den starken äquidistanten Linien sind von schwachen Linien auf der kurzwelligen Seite begleitet. Diese Trabanten sind ebenfalls äquidistant. Ich habe sie in der Tabelle mit „a" bezeichnet, und ihre Wellenlängendifferenzen sind genau gleich 38 Å.-E.

Erregung mit Kupfer.

Die durch das Licht des Bogens zwischen Elektroden aus metallischem Kupfer erregten Resonanzspektren sind in Figur 3 abgebildet. Nur die drei grünen Linien sind wirksam. Die Linie 5293 Å.-E. erscheint zwar auf der Platte, ich bin aber doch der Meinung, daß sie keine Fluoreszenz erregt. Ich habe von den Spektren, welche von den drei Linien

einzeln erregt werden, Spektrogramme erhalten; diese sind aber nicht sehr befriedigend, weil die Spalte des monochromatischen Beleuchtungsapparates sehr eng gemacht werden mußten, und nur wenig Licht zur Verfügung war. Die Hauptschwierigkeit besteht jetzt darin, eng benachbarte Linien zu trennen und doch noch genügend Licht für die Untersuchung zu behalten. Ich habe kürzlich ein Kaliumchloratplättchen gefunden, welches im durchgelassenen Licht eine sehr schwarze Interferenzbande von nicht viel mehr als 15 Å.-Einheiten Breite zeigt. Die Lage dieser Bande ändert sich mit dem Einfallswinkel des Lichtes und kann so eingestellt werden, daß sie nach Belieben eine der Kupferlinien herausschneidet. Sie kann das jedoch nicht in einem divergenten Lichtstrahlenbündel, weil in diesem Falle der Einfallswinkel veränderlich ist; da nun der Kristall weniger als ein Quadratcentimeter Fläche hat, so wird durch seine Verwendung an dem monochromatischen Beleuchtungsapparat wenig oder gar nichts gewonnen. Könnte man ähnliche Kristallplättchen herstellen, die mehrere Centimeter breit wären, so würde man sie in solchem Lichte verwenden können, das mit Hilfe einer Linse parallel gemacht wäre, und die Aufgabe, Spektrallinien zu trennen, würde damit gelöst sein.

In dem seitens der drei grünen Kupferlinien erregten Resonanzspektrum habe ich bereits mehr als hundertundzwanzig Linien gemessen; ich möchte indessen diese Liste nicht veröffentlichen, solange nicht mit den einzelnen Strahlungen zufriedenstellendere Spektrogramme erzielt worden sind. Das Spektrum ist sehr kompliziert, und ich bin keineswegs sicher, welche Linien zusammengehören, obgleich eine Anzahl sehr scharf ausgeprägter Serien auftritt. Meine vor Jahresfrist geäußerte Vermutung, daß die kürzeste der drei Linien eine Duplettserie errege, ist bestätigt worden.

Das magnetische Rotationsspektrum.

Aus der vorliegenden Arbeit hat sich ergeben, daß nicht viele der hellen Linien des magnetischen Rotationsspektrums mit Linien der Resonanzspektren zusammenfallen. Die von mir in meiner früheren Arbeit geäußerte Ansicht, daß solche Übereinstimmungen herrschten, beruhte auf der damals angewandten geringen Dispersion. Im magnetischen Spektrum scheinen sechs Serien oder mehr vorhanden zu sein; sie fallen aber mit keiner der durch monochromatische Strahlung erregten Serien zusammen. Die Linien, welche die magnetische Drehung zeigen, sind dieselben Linien, die im Spektrum der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz besonders stark hervortreten. Ich bin augenblicklich damit beschäftigt, das magnetische Spektrum nach der Methode zu untersuchen, die ich jüngst in meiner Arbeit über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom beschrieben habe.

Ich habe das Spektrum nochmals unter günstigeren Bedingungen photographiert und eine viel größere Anzahl von Linien, im ganzen etwa 200, erhalten. Die Tabelle ihrer Wellenlängen will ich erst veröffentlichen, wenn die endgültige Arbeit druckfertig sein wird, weil ich noch nicht festgestellt habe, ob die Linien alle die Polarisationsebene im gleichen Sinne drehen.

Erregung mit weißem Licht und mit Kathodenstrahlen.

Gegen Ende dieses Jahres will ich versuchen, das durch weißes Licht erregte Fluoreszenzspektrum mit dem 21 füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung zu photographieren. Wir werden dann eine Aufnahme im gleichen Maßstabe erhalten wie die Karte des Absorptionsspektrums. Ich habe bereits gefunden, daß die Struktur viel komplizierter ist, als ich anfänglich angenommen hatte; die dunklen Gebiete zwischen den starken Linien sind nämlich von einer Menge feiner Linien erfüllt. Die Struktur des Spektrums, wie ich sie in einer meiner früheren Arbeiten durch eine Zeichnung darzustellen versucht habe, ist ganz unrichtig, denn das besondere Aussehen beruht auf einer besonderen Verteilung des Lichtes im Spektrum im Verein mit einem ziemlich breiten Spalt. Das Spektrum der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz, welches bei ungefähr 4600 Å.-E. beginnt, endet plötzlich an der Stelle, wo im Bogenspektrum des Metalls das gelbgrüne Duplett der ersten Nebenserie erscheint. Das mag natürlich ein Zufall sein, es kann aber auch auf irgendeiner Beziehung zwischen den Teilen des schwingenden Mechanismus beruhen, die uns einstweilen noch unbekannt ist. Das allgemeine Aussehen der oberen Hälfte dieses Spektrums ist in Figur 2 dargestellt. Es ist das obere Spektrum der Figur, dem ein Eisenspektrum zum Vergleich beigefügt ist. Die rot-orange Fluoreszenz erstreckt sich bis etwas unter die *D*-Linien, aber nicht ganz bis zum Ende der gelbgrünen Fluoreszenz hinab; in dem Gebiete zwischen den beiden Spektren fehlt alles Licht. Die Banden, welche die Enden dieses schwarzen Gebietes einrahmen, geben ihm das Aussehen eines tiefen Abgrundes. Ich habe bereits einige vorzügliche Photographien dieses Gebietes erhalten und werde sie in der abschließenden Arbeit veröffentlichen.

Erregung mit Kathodenstrahlen veranlaßt den Dampf zur Emission eines sehr merkwürdigen Spektrums. Die Linien der Haupt- und

Nebenserien treten sehr intensiv auf, ebenso die Linien, welche bei der Fluoreszenz infolge der Erregung mit weißem Licht erscheinen. Außerdem ist ein vollständig neues Spektrum vorhanden, welches einigermaßen zu den *D*-Linien symmetrisch zu sein scheint, wenigstens in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft. Dieses Spektrum ist in Figur 7 dargestellt; das obere Spektrum ist mit dichtem Dampf, das untere mit dünnerem aufgenommen worden; dazu ist zum Vergleich das Eisenspektrum abgebildet. Die Linien der Nebenserie habe ich durch schwarze Punkte bezeichnet. Es ist ein sehr bemerkenswerter Umstand, daß die hellen Banden rechts und links von den *D*-Linien mit breiten dunklen Banden im Fluoreszenzspektrum zusammenfallen. Ich habe einige vor Jahresfrist aufgenommene Platten, welche die Banden sehr schön zeigen, habe sie aber noch nicht vergrößert, und ihr Maßstab ist für eine gute Wiedergabe zu klein.

Die vorliegende Arbeit ist nicht als eine vollständige Darstellung des Gegenstandes anzusehen, und ich veröffentliche diese Ergebnisse jetzt nur, damit sie denen, welche vom theoretischen Standpunkte aus über die Theorie der Strahlung von Elektronensystemen arbeiten, als Führer dienen könne.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. April 1908.)

Über die vom Voltaeffekt herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft.

Von O. M. Corbino.

Wenn man zwei Platten aus verschiedenen Metallen, welche durch einen Metalldraht miteinander verbunden sind, und zwischen denen infolge des Voltaeffektes eine konstante Potentialdifferenz V besteht, einander nähert und voneinander entfernt, so laden sie sich mit einer veränderlichen Elektrizitätsmenge, je nach der Kapazität C des Systems der beiden Platten. Wenn man daher die Platten, von einem Abstande ausgehend, bei welchem diese Kapazität zu vernachlässigen ist, auf einen sehr kleinen Abstand bringt, welchem die Kapazität C entspricht, so wird der Draht, welcher die Platten verbindet, von der Elektrizitätsmenge

$$Q = CV$$

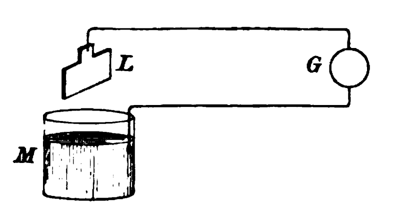
durchflossen werden, und eine gleich große Elektrizitätsmenge wird im entgegengesetzten Sinne den Draht durchfließen, wenn man die Platten voneinander entfernt. Bringt man periodische Kapazitätsänderungen hervor, so wird demnach der Draht von Wechselströmen durchflossen werden, und diese wird man durch einen geeigneten Kommutator, dessen Bewegung mit der der Platten zwangläufig verbunden ist, gleichrichten können. Nach eben dieser Methode konnte Majorana Ströme von der Größenordnung von ungefähr 10^{-9} Ampere erzeugen.

Mit einer viel einfacheren Anordnung ist es mir gelungen, millionenfach stärkere Ströme von der Größenordnung 1 Milliampere zu erzeugen. Das Wesen der Effekte, die ich erhalten habe, hat mich veranlaßt, die vorliegende Mitteilung zu veröffentlichen, und zwar auch aus dem Grunde, weil die Betrachtung der beträchtlichen Energiemengen, die hier mitspielen, mich zu einem sehr ernsten und vielleicht entscheidenden Einwand gegen die vielumstrittene Auffassung geführt hat, nach welcher der Voltaeffekt seinen Ursprung in der Berührung der beiden Metalle haben und nicht vielmehr von der chemischen Wirkung des Mediums herrühren soll.

Wie ich in einer früheren Arbeit[1]) nachgewiesen habe, bedeckt sich ein als Anode in einem Elektrolyten dienendes Aluminiumblech mit einer Doppelschicht, deren erste, überaus dünne Lage als Isolierschicht dient, während die äußere, etwas dickere Lage teilweise leitend ist. Die Dicke der äußeren Schicht wurde nach einem besonderen optischen Verfahren gemessen und ergab sich bei gleicher Ladungsdauer proportional der Formierungsspannung am Voltameter, und ist bei einer Spannung von 10 Volt von der Größenordnung 0,02 μ. Die Schichtdicke des Dielektrikums ist ungefähr zehnmal geringer. Wenn man weiter die so formierte Platte sorgsam wäscht und trocknet, so behält sie ihre isolierende Hülle, so daß, wenn man sie in Quecksilber taucht, ein richtiger Kondensator entsteht[2]), dessen innere Belegung das Aluminium und dessen äußere Belegung das Quecksilber, oder besser die teilweise leitende Schicht, bildet. Die Kapazität des so gebildeten Kondensators ist wegen der geringen Dicke des Dielektrikums sehr groß (bei einer Formierung mit 10 Volt hat ein Spiegelblech von 6×6 cm eine Kapazität von ungefähr 30 Mikrofarad). Sobald nur die Potentialdifferenz zwischen den Belegungen

1) O. M. Corbino, Cim. (5) **12**, Sept. 1906.

2) O. M. Corbino e S. Maresca, Cim. (5) **12**, Juli 1906. § 6.



einen bestimmten unterhalb der Formierungsspannung liegenden Grenzwert überschreitet, wird das Dielektrikum durchbrochen. Bildet man nun einen Stromkreis in der Weise, wie aus umstehender Figur ersichtlich, wo L das Blech, G ein ballistisches Galvanometer und M ein Becherglas mit Quecksilber bedeutet, und taucht man das Blech plötzlich in das Quecksilber hinein, so beobachtet man am Galvanometer einen plötzlichen Ausschlag, welcher solange dauert wie der Vorgang des Eintauchens. Läßt man das Blech in Ruhe, oder bewegt man es im Innern des Quecksilbers, so bleibt das Galvanometer merklich auf Null. Zieht man dagegen das Blech heraus, so erhält man einen nahezu gleich großen Ausschlag, aber im entgegengesetzten Sinne wie beim Eintauchen. Die Erscheinung kann unbegrenzt wiederholt werden, solange die isolierende Hülle, welche das Blech umgibt, unversehrt ist; sie hört aber vollständig auf, sobald die Hülle verletzt wird.

Die Elektrizitätsmengen, welche in beiden Richtungen durch den Stromkreis gehen, sind offenbar genau die, welche der Ladung und der Entladung des Kondensators bei der vom Voltaeffekt herrührenden Spannung entsprechen, mag dieser selbst nun auf dem Kontakt der Metallkette Aluminium, Kupfer (im Galvanometerkreis), Platin (welches in das Quecksilber eintaucht), Quecksilber beruhen oder auf der verschiedenen chemischen Einwirkung der Hülle auf die beiden sie berührenden Metalle.

Ich ging nun zu einem Blech von größerer Oberfläche (5×40 cm) über, das spiralig aufgerollt wurde, und ließ es ungefähr 10 mal in der Sekunde in das Quecksilber eintauchen und wieder herausziehen. Dazu benutzte ich einen kleinen Elektromotor, der einer das Blech führenden Metallstange eine hin- und hergehende Bewegung erteilte; die entstehenden Ströme wurden mittels eines synchronen Kommutators gleichgerichtet. Die Ströme erreichten hierbei die Größenordnung 1 Ampere, selbst dann noch, wenn in den Stromkreis ein Widerstand von einigen hundert Ohm eingeführt wurde.

Eine Frage, die schwer zu lösen ist und noch weitere Untersuchungen erfordert, betrifft die Rolle der äußeren halbleitenden Schicht. Man kann sich nämlich fragen: sammeln sich die beim Ein- und Austauchen in Bewegung gesetzten Ladungen auf dem Aluminium und dem Quecksilber (auf der dem Blech zugekehrten Fläche) an oder auf dem Aluminium und der äußerst dünnen, teilweise leitenden Salzhülle? Ist also die Kapazität des Systems als dem Abstand zwischen den Metallbelegungen, der Dicke der Doppelschicht entsprechend anzusehen, oder nur der Dicke der inneren wirklich isolierenden Schicht? In Wirklichkeit sind vorhanden, und zwar in sehr geringer Entfernung voneinander, die Berührungsfläche zwischen Aluminium und innerer Schicht, die Berührungsfläche zwischen innerer Schicht und äußerer Schicht, welch letztere ein Halbleiter zweiter Klasse ist, und schließlich die Berührungsfläche zwischen äußerer Schicht und Quecksilber. Es ist nun keineswegs leicht, vorherzusagen, was in einem solchen Falle geschehen muß; immerhin verzweifle ich nicht an der Möglichkeit, dieser Schwierigkeit Herr zu werden. Einstweilen kann ich jedoch sagen, daß die Ströme, die ich beim Eintauchen und beim Herausziehen erhalten habe, so gerichtet sind, daß sie die Reihenfolge zwischen Aluminium und Quecksilber in der bekannten Voltaschen Spannungsreihe umkehren. Nur beim ersten, sofort nach der Formierung und Trocknung des Bleches erfolgenden Eintauchen tritt ein einziges Mal ein Strom von entgegengesetzter Richtung auf wie bei allen Wiederholungen des Eintauchens.

Die unter diesen Verhältnissen gewonnenen Ströme, oder besser die beträchtlichen dabei mitspielenden Energiemengen, führen meines Erachtens auf einen schweren Einwand gegen die Anschauungen Lord Kelvins über die Ursache des Voltaeffektes.

Wir wollen zunächst zwei homogene Metallplatten betrachten, die durch einen Draht von zu vernachlässigendem Widerstande und durch ein Element von der umkehrbaren EMK. V untereinander verbunden sein sollen. Bringen wir die Platten auf einen sehr kleinen Abstand voneinander, dem die Kapazität C des Systems entspricht, so geht eine Elektrizitätsmenge $Q = CV$ durch das Element in solcher Richtung, daß es Energie liefert. Das Element leistet die Arbeit QV, und von dieser Arbeit stellt die eine Hälfte die elektrostatische Energie des geladenen Kondensators dar, die andere Hälfte die Arbeit, welche während der Annäherung der Platten dank ihrer Anziehung verfügbar wird.

Wenn wir jetzt die Platten bis auf ihren ursprünglichen Abstand auseinander bringen, so werden wir, um sie voneinander zu entfernen, eine mechanische Arbeit $^1/_2\,QV$ aufwenden müssen. Diese ergibt zusammen mit der von dem Kondensator bei der Entladung geleisteten Arbeit $^1/_2\,QV$ die Gesamtarbeit QV, welche dem Element vollständig zurückgegeben wird, weil dieses ja im entgegengesetzten Sinne wie vorher von derselben Elektrizitätsmenge durchflossen wird.

Wenn der Stromkreis einen Widerstand r enthält, so wird das Element auch jetzt noch bei der Annäherung der Platten dieselbe Energie QV entwickeln. Von dieser wird wiederum

Hälfte elektrostatisch im Kondensator
hert werden, und die andere Hälfte
Teil als mechanische Anziehungs-
m andern Teil als Joulesche Wärme
iderstand r entwickelt werden. Beim
erbringen des Kondensators müssen
eine größere Arbeit leisten als in
wo der Widerstand nicht vorhanden
d dieser Überschuß wird genau der
ahte entwickelten Jouleschen Wärme
n. In jedem Falle gibt also das
weder Energie ab, noch gewinnt
bei einem vollständigen Vorgange,
aus Annäherung und Entfernung der
d die Arbeit, welche sich im Drahte
wird von uns auf mechanischem
stet. Aber das Element erfüllt trotz-
sehr wichtige Rolle, nämlich die,
nung der Platten die Energie QV
ern und sie bei der Annäherung
zugeben. Wir wollen jetzt zu zwei
verschiedenen Metallen übergehen,
zwei dünne Drähte aus denselben
erbunden sein sollen, und wollen die
orgänge wiederholen. Bei Annähe-
das System die mechanische Arbeit
ung und die Joulesche Wärme ent-
Woher kommt nun die entwickelte
Beim Entfernen wird die elektro-
nergie des Kondensators und die
vollführte mechanische Arbeit frei
o speichert sich diese Energie auf?
n Worten: wer versieht jetzt die
ie in unserem früheren Beispiel das
spielt hatte, und gibt die Energie-
abwechselnd her und absorbiert
Man könnte an eine potentielle
r Anziehung zwischen den hetero-
len denken, welche ja eine analoge
füllen könnte. Wenn das aber der
o müßten die Anziehungswirkungen
en, wenn wir die metallische Ver-
ischen den beiden Platten unter-
d daß dies nicht der Fall ist, läßt
beweisen. Man könnte auch an-
ß der Übergang der Elektrizitäts-
len beiden Richtungen an der Be-
e der beiden Metalle umkehrbare
sche Wirkungen hervorbringe. Wenn
ese chemischen Wirkungen zur Er-
geringen elektrischen Energiemenge
nehmen könnte, welche zwei Me-
eim Kontakt annehmen, so kann
ineswegs so einfach im vorliegen-
eranziehen, wo die periodisch ab-
sorbierte und wieder abgegebene Energiemenge von der Größenordnung 1000 Erg ist. Wenn übrigens solche chemische Wirkungen (an der Berührungsstelle) durch den Übergang eines Stromes von einigen Ampere hervorgerufen werden könnten, so würden sie sich schon längst in unseren gewerblichen Leitungsanlagen deutlich offenbart haben, welche doch recht lange Zeit hindurch von so viel intensiveren Strömen durchflossen werden.

der Gegenwart des Ohmschen Widerstandes
ingskraft der Platten während ihrer Annähe-
hrend ihrer Entfernung größer, da die Poten-
chen den Platten in ersterem Falle gleich
rem gleich $V+ri$ ist.

Endlich ist auch nicht an Wärmevorgänge an der Berührungsstelle zu denken, die bei jeder Verschiebung der Platten, und somit bei jedem Stromdurchgang die Energiemenge QV absorbieren und wiedergeben könnten, denn das würde der Annahme gleichkommen, daß nur die beiderseits der Berührungsstelle vorhandene Potentialdifferenz die durch den Peltiereffekt, der soviel kleiner als der Voltaeffekt ist, hervorgerufene sei:

Somit kann nur in der Wirkung des Mediums die Quelle der umkehrbaren chemischen Vorgänge gesucht werden, mit denen die Existenz des Voltaeffektes in obigem Versuche unlösbar verbunden ist. Wenn also der Einfluß des Mediums in obigem Versuche vollkommen ausgeschaltet würde, so würden die Anziehungswirkungen zwischen den Platten sehr viel kleiner sein, und der Voltaeffekt würde sich auf die aus dem Peltiereffekt zu berechnende EMK. verringern.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

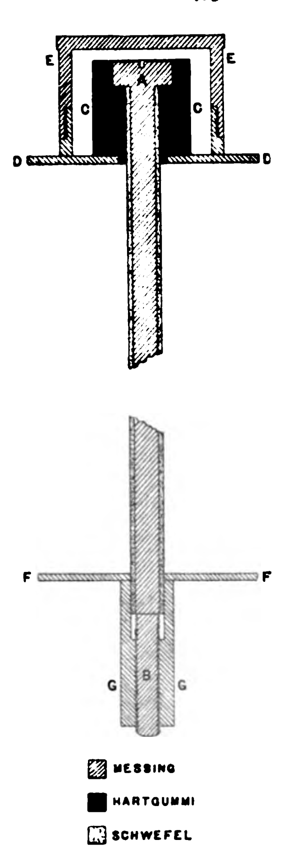
Über eine neue Form der Zambonischen Säule.

Von G. C. Simpson.

Jeder, der viel mit der Zambonischen Säule zu arbeiten hatte, weiß, wie schwach die zentralen Ebonitstäbe sind und wie leicht sie beim Gebrauch zerbrechen. So ein Stab, wie er bei der gewöhnlichen Form der Säule in Anwendung kommt, ist keineswegs stark genug, um diejenige Beanspruchung auszuhalten, die ihrerseits infolge des zur Erzielung eines gut funktionierenden Potentials auf die Papierscheiben ausgeübten Druckes hervorgerufen wird. Dickere Ebonitstäbe zu verwenden, scheint auch nicht vorteilhafter zu sein, denn ich hatte Säulen mit doppelt so starken Stäben, die unter den gewöhnlichen Versuchsbedingungen zerbrachen. Ferner haben die Säulen in Indien sehr große, von den rapiden Änderungen der Luftfeuchtigkeit herrührende Drucke auszuhalten; denn auf eine Periode äußerster Trockenheit folgt leicht eine Periode extremer

Feuchtigkeit, die Scheiben schwellen dadurch an und die Ebonitstäbe zerbrechen unter dem hohen Druck. Aus diesen und anderen Gründen ist während eines Jahres nur eine einzige von den sechs im meteorologischen Institut zu Simla benutzten Säulen intakt geblieben. Der fortwährende Ärger über die Zerbrechlichkeit der Säulen ließ mich den Versuch machen, die Ebonitstäbe durch metallene zu ersetzen, die stark genug sind, um ziemliche Spannungen auszuhalten. Der dabei erzielte Erfolg erschien mir wertvoll genug, um die neue Form der Säule kurz zu beschreiben, damit sie auch von anderen, welche gleichen Schwierigkeiten begegnen, benutzt werden kann.

Die neue Anordnung geht aus nachfolgender Figur hervor. AB ist ein 4,5 mm starker und



21 cm langer Messingstab, in dessen einem Ende ein Schraubengang eingeschnitten ist und dessen anderes Ende ein 1,3 cm dicker Schraubenkopf bildet. Dieser Stab besitzt eine 0,5 mm dicke Schwefelumhüllung, die sich vom Schraubenkopf am einen Ende bis zu dem Schraubengang am anderen Ende erstreckt. C ist ein Ebonitzylinder, in den der mit Schwefel bedeckte Messingstab eingebettet ist, so wie es die Figur zeigt. D ist eine 1 mm starke Messingplatte, deren Durchmesser, 4,5 cm, etwas größer als der der Papierscheiben der Säule ist. E ist ein Messingmantel, der zum Schutze des Ebonitzylinders C an die Platte D geschraubt wird. F, eine Messingplatte ähnlich D, sitzt auf dem Messingzylinder G, den man auf den Messingstab AB schraubt. Die Scheiben werden über den mit Schwefel bedeckten Messingstab gezogen und dieser von der Platte D bis zum Ende des Schwefelbelags damit angefüllt. Die Platte F wird sodann aufgeschraubt, wobei ein Drehen des Stabes bei Benutzung eines Schraubenziehers bei A vermieden wird. Man sieht, daß die ganze Stabspannung auf die Platte D übertragen wird mittels eines Kompressionsdruckes durch den Cylinder C, der seinerseits stark genug ist, um den für den Gebrauch erforderlichen Druck auszuhalten. Der Metallstab ist in metallischem Kontakt mit dem Ende B der Säule, so daß das ganze Potential zwischen diesem und dem Messingende DE besteht. Irgendein Elektrizitätsverlust würde entweder durch den Schwefel hindurch zu gehen haben oder über den Ebonitzylinder C; da jedoch Schwefel ein ausgezeichneter Isolator ist, so geht so leicht kein Leck weder hindurch noch darüber, und der Ebonitzylinder ist durch den Messingmantel E vollkommen vor Staub und Feuchtigkeit geschützt, so daß er ein guter Isolator bleibt, nachdem er einmal gründlich gereinigt worden ist.

Der Schwefelüberzug wird auf folgende Weise erhalten: Schwefel wird in einer Schale geschmolzen, die groß genug ist, um den Messingstab aufzunehmen; sodann wird der Stab in den geschmolzenen Schwefel eingetaucht. Der kalte Stab nimmt unmittelbar einen Schwefelüberzug an, man kann ihn jedoch so lange in der Schale lassen, bis dieser erste Belag wieder geschmolzen ist. Alsdann wird der Stab mittels eines sorgfältig darum geschlungenen Fadens herausgehoben und so lange gehalten, bis die dünne Schwefelschicht fest geworden ist. Sobald dies geschehen, wird der Stab schnell in dem geschmolzenen Schwefel untergetaucht und herausgehoben, bis der neue Belag fest geworden ist. Dieser Prozeß wird so oft wiederholt, bis der ganze Stab mit einer mindestens 2 mm dicken Schwefelschicht überzogen ist. Der Stab wird sodann zur Drehbank gebracht und so lange abgedreht, bis der Schwefel die erforderliche Dicke zeigt. Diese Bearbeitung muß so rasch als möglich ausgeführt werden, denn 20 Minuten nach dem Festwerden kann der Schwefel noch leicht geschnitten werden, nach Ablauf dieser Zeit aber kristallisiert er und kann dann nicht mehr geschnitten werden, ohne Risse zu bekommen oder abzusplittern.

Zwei Säulen wurden nach diesem Verfahren hergestellt, sie haben sich vorzüglich bewährt. Eine war fast ein ganzes Jahr lang fortwährend

ch, sie hatte die geringe Winterfeuch-
szuhalten und die große Feuchtigkeit
nperiode; die Säule ist noch voll-
n Ordnung, die Isolation ist wie eben
gestellt und keine Anzeichen liegen
ler Schwefel rissig würde.
hr große Messingmantel E hat sich
rauch als sehr praktisch erwiesen,
äule kann aufrecht hingestellt werden,
die Gefahr eines etwaigen Vornüber-
teht. Es ist somit nicht notwendig,
aufzuhängen oder sie nach dem Ge-
Isolatoren zu legen, sie kann einfach
inen Ende auf einen Tisch gestellt

m Englischen übersetzt von R. Lucas.)

(Eingegangen 24. Mai 1908.)

Messung der Temperaturabhängig- rownschen Molekularbewegung.[1])

Von M. Seddig.

enden soll über die Versuche zur
er Temperaturabhängigkeit der so-
Brownschen Molekularbewegung
tet werden.[2])
rownscher Bewegung (in letzter Zeit
nsche Molekularbewegung genannt)
n die äußerst rasche, zitternde Be-
sehr kleinen, mikroskopisch eben
aren Teilchen, die in irgendeiner
eingebettet sind. Diese zitternden
erfolgen vollkommen spontan und
ebig lange in gleicher Weise be-
besitze z. B. ein Präparat, welches
ungen seit über 2 Jahren in unver-
Deutlichkeit zeigt. Alle genügend
Pulver können hierzu Verwendung
meine weiterhin zu erwähnenden
enutzte ich Zinnoberpulver wegen
rmigkeit der Teilchengröße.
iff genommen wurden diese Ver-
s 1904 auf Veranlassung des Herrn
rz. Anregung zu diesem Thema
1903 die Beobachtungen in dem
n Ultramikroskop, in welchem die
den Teilchen eine relativ leichte,
rfolgbarkeit erwarten ließen. Durch
st genaue Messung der Lebhaftig-
chenbewegung bei möglichst ver-
Temperaturen sollte nachgeprüft
eweit diese Bewegungen eine exakte
von der absoluten Temperatur
llte sich die zu erwartende Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit von der absoluten Temperatur quantitativ heraus, so war damit ein **experimenteller** Beweis für die Anschauungen der kinetischen Wärmetheorie gewonnen.

Der Abschluß dieser Versuche zögerte sich jedoch aus verschiedenen Gründen, die in der vorläufigen Mitteilung angeführt sind, bis Ende 1907 hinaus.

Inzwischen (1905) behandelte Einstein die Erscheinungen der Brownschen Molekularbewegung in einer theoretischen Arbeit[1]) und fand, daß für ein bestimmtes Zeitintervall und bei im übrigen konstant gehaltenen Verhältnissen die Entfernung zwischen Anfangs- und Endlage eines Teilchens proportional ist dem Ausdruck

$$\sqrt{\frac{T}{k}},$$

worin T die absolute Temperatur und k den Reibungskoeffizienten der Flüssigkeit bedeutet.

Die experimentelle Kontrolle dieser Beziehung wurde nach einer großen Reihe von Methoden versucht, und zwar möglichst nach einem objektiven, photographischen Verfahren.

Versucht wurde zunächst, die leuchtenden Bahnen, die diese Teilchen im Ultramikroskop während einer bestimmten Zeit beschreiben, auf feststehender photographischer Platte zu photographieren, und dies Verfahren für jedes Präparat bei verschiedenen, bestimmten Temperaturen zu wiederholen. Die bei den einzelnen Temperaturen und in gleichen Zeiten erhaltenen Abstände zwischen Anfangs- und Endpunkt der Bahn müssen sich dann verhalten wie $\sqrt{\frac{T}{k}}$. Diese sehr naheliegende Methode war wegen der Lichtschwäche der Bildchen im Siedentopf-Zsigmondyschen Ultramikroskop nicht ausführbar.

Eine danach versuchte kinematographische Methode gab schon einige Resultate, die mit einem Präzisionskinematographen wohl auch eine genügende Genauigkeit gezeigt hätten.

Nach verschiedenen weiteren Methoden führte endlich wieder eine ultramikroskopische zum Ziel. Benutzt wurde ein, demnächst in der Zeitschr. f. Instrumentenkunde zu beschreibendes, lichtstarkes Ultramikroskop. Prinzipiell war die Methode folgende (vgl. Fig. 1): In das (vertikal stehende) Ultramikroskop, welches mit einem mikrophotographischen Apparat (P) in Verbindung steht, werden durch eine automatische Verschlußvorrichtung (bei F) für jede Aufnahme **zwei** Lichtblitze (von einer Bogenlampe her) hineingeworfen. Die beiden Lichtblitze haben jedesmal ein Intervall von 0,1 Se-

r aus dem Physikal. Inst. d. Univ. Marburg.
h in der Habilitationsschrift. Frankfurt a. M.
Mitteilung in den Marburger Sitz.-Ber.

1) Einstein, Ann. d. Phys. (4) 17, 549—560, 1905.

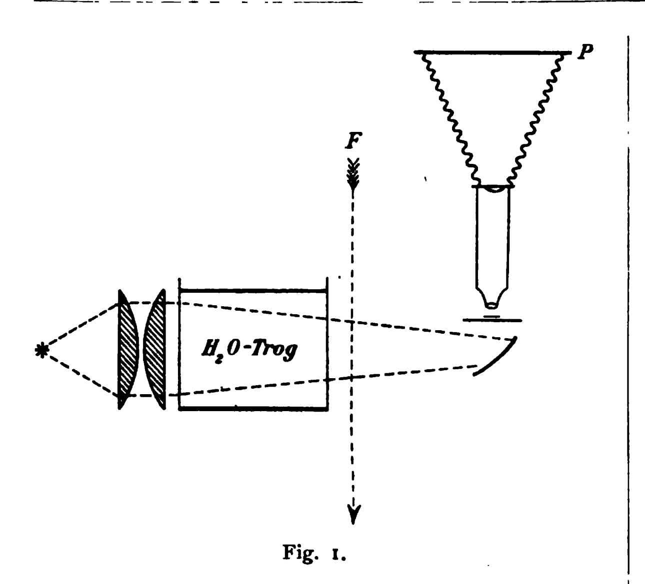


Fig. 1.

kunde. Von jedem beweglichen Teilchen zeigt die Platte dann zwei Abbildungen, die um eine kleine Strecke (die der Lageänderung des Teilchens während dieser Zeit entspricht) voneinander entfernt sind.

Diese Aufnahmen wurden für ein und dieselbe Suspension bei den verschiedensten Temperaturen wiederholt und dabei dann jedesmal die den betreffenden Temperaturen zukommenden Größen der Lageänderung erhalten. Die Markierung allein des Anfangs- und Endpunktes der Bahn des Teilchens während eines Intervalles von 0,1 Sekunde geschah zu dem Zwecke, daß nur eine möglichst geringe Strahlenmenge das Präparat durchsetze und dieses möglichst wenig erwärme.

Soweit das Prinzipielle der Methode, von der im folgenden einige experimentelle Einzelheiten gegeben werden sollen.

I. Belichtungsvorrichtung.

Um für alle Aufnahmen die beiden aufeinander folgenden Lichtblitze stets mit genau gleichem Intervall zum Mikroskop gelangen zu lassen, wurde folgende einfache Vorrichtung (vgl. Fig. 2) benutzt. Ein Blendschirm von der in nebenstehender Figur angedeuteten Form und etwa 1 m Länge kann längs der vertikal gespannten Führungsdrähte F frei fallen. Die etwa 3 m langen vertikalen Drähte befinden sich an der in Fig. 1 mit F bezeichneten Stelle, und zwar so, daß die Ebene beider Drähte senkrecht zur Richtung des Strahlenganges steht. In diesem Blendschirm befinden sich zwei Öffnungen, deren Größe und gegenseitiger Abstand so berechnet ist, daß beim freien Fall dieses Blendschirmes von einer bestimmten Höhe herab jede Öffnung einen Lichtblitz von $^1/_{40}$ Sekunde Dauer hindurchläßt und beide Belichtungen in einem Intervall von $^1/_{10}$ Sekunde aufeinander folgen.

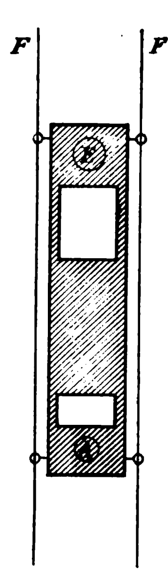


Fig. 2.

II. Vorrichtung zur Erhitzung und Temperaturmessung des Präparates.

Für vorliegende Untersuchung kam es darauf an, die betr. Bewegungen bei möglichst differenten Temperaturen zu beobachten. Soweit auch der Spielraum in dieser Richtung erscheint, so eng waren in Wirklichkeit die Grenzen. Denn da bei der Auswertung der erhaltenen Resultate eine genaue Kenntnis der inneren Reibung der suspendierenden Flüssigkeit erforderlich ist, so kam als solche nur das Wasser in Betracht, da nur für dieses die Werte der inneren Reibung für eine größere Zahl von Temperaturen genau bestimmt sind. Mit der Wahl des Wassers war auch das Temperaturintervall 0^0 bis 100^0 gegeben.

Um das Präparat auf die relativ hohen Temperaturen von ca. 100^0 zu bringen, wäre es das einfachste gewesen, in einem Thermostaten das Mikroskop mitsamt dem Präparate zu erhitzen; es war dies aber nicht angängig, weil die Kittung der Mikroskoplinsen sich hätte trüben können; es mußte dies um so mehr vermieden werden, da die benutzten Mikroskope geliehene waren. Die Erhitzung ließ sich schließlich durch folgenden Präparatträger (vgl. Fig. 3 u. 4) bequem und konstant erzielen. Auf einer Glasplatte GG' (vgl. Fig. 3) sind

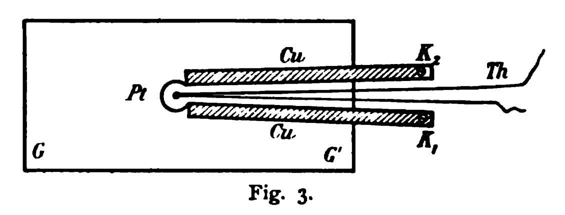


Fig. 3.

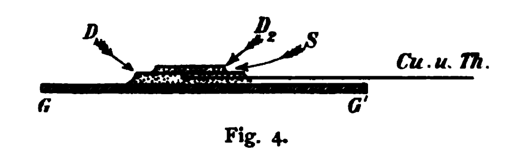


Fig. 4.

zwei aus dünnstem Schablonenkupferblech hergestellte elektrische Stromzuleitungen K_1 und K_2 aufgekittet und am Ende durch eine dünne, breitgehämmerte Platindrahtschleife von etwa 4 mm Durchmesser verbunden, welche als elektrischer Heizkörper dient. Auf diese Heizschleife werden einige Tropfen von möglichst klarem Paraffinöl gebracht, die das ganze Schleifeninnere und dessen Umgebung ein paar Millimeter weit bedecken. Auf diese Paraffinölschicht wird ein relativ großes und sehr dünnes Deckglas D_1 (vgl. Fig. 4) aufgelegt, welches weiterhin als eigentlicher Objektträger zu dienen hat. Denn erst auf dieses Deckglas D_1 kommt die zu untersuchende Flüssigkeit S, die mit einem kleineren Deckglase in gewöhnlicher Weise abgedeckt wird.

Beim elektrischen Anheizen der Platindrahtschleife erwärmt sich zunächst die benachbarte und relativ dicke Paraffinölschicht; von dieser aus geht dann die Erwärmung rasch durch das dünne Deckglas D_1 zur Schichte S. Ein derartiges Heizen des Präparates erfolgt sehr rasch und zuverlässig und erlaubt ein Konstanthalten der Temperatur auf $^1/_{20}$ und weniger Grade genau während langer Zeit. Ein in die Mitte der Heizschleife eingebrachtes Thermoelement *Th* (vgl. Fig. 3) erlaubt die Temperatur der darüber befindlichen Präparatstelle genügend genau zu ermitteln.

III. Art der Suspension.

Wie bereits zu Eingang dieser Mitteilung erwähnt wurde, zeigen alle Körper, sofern sie sich in genügend feiner Verteilung in einer Flüssigkeit suspendiert befinden, die sogenannten Brownschen Bewegungen.

Für vorliegende Arbeit war es weniger wichtig Substanzen zu wählen, deren Teilchen die lebhaftesten Bewegungen zeigen; vielmehr kam es darauf an, solche Stoffe zu verwenden, deren Teilchen von möglichst gleicher Korngröße zu erhalten sind und gute ultramikroskopische Bilder geben. Aus der sehr großen Zahl der untersuchten Pulver erwies sich für diese Zwecke Zinnoberpulver als das bestgeeignete. Von ihm wurde eine Suspension von praktisch ganz gleichmäßiger Korngröße dadurch erhalten, daß eine Suspension dieses Stoffes in einem besonders hohen (40 cm) Becherglase während einer Woche der Sedimentation überlassen wurde; die nach dieser Frist von oben abpipettierte Flüssigkeit enthielt dann praktisch nur Teilchen einer einzigen Größe. Mit dieser so erhaltenen Suspension wurden dann die sämtlichen messenden Versuche angestellt, so daß also untereinander vergleichbare Versuchsreihen erhalten wurden.

IV. Resultate.

Die Ausmessung der nach vorstehender Methode erhaltenen Verrückungen ergab Werte, die (im Mittel) von den zu erwartenden theoretischen Werten nicht ganz 6 Proz. entfernt liegen, und zwar in dem Sinne, daß die beobachteten Verrückungen größer sind als die berechneten.

Die wesentliche Ursache dieser Abweichungen ist in folgendem zu suchen: Von dem im Objektträger befindlichen Heizdrahte wird eine erhebliche Menge strahlender Wärme ausgesandt, welche vorwiegend an den suspendierten Partikelchen zur Absorption gelangt und eine Temperaturerhöhung dieser Teilchen bewirkt. Diese Temperaturerhöhung wird sofort an die nächstbenachbarten Flüssigkeitsschichten weitergegeben; das Teilchen befindet sich somit eingehüllt in eine höher temperierte Flüssigkeitsschicht und vollführt raschere Bewegungen, als es die am Thermoelement abgelesene Durchschnittstemperatur der übrigen Flüssigkeit erwarten läßt. Dieser Fehler wird um so größer, je stärker der Heizdraht erwärmt ist.

Es wurden aber auch einige Platten erhalten, bei denen die gemessenen Werte kleiner als die theoretischen waren; aber es besteht die Vermutung, daß dieses irgendwelche fremde Ursachen sind, daß geringe Spuren fremder Substanzen trotz aller Vorsicht in die Suspension gerieten und durch ihre Beimengung störend wirkten; bei einigen ganz abnormen Platten z. B. waren nachträglich an der Präparatfläche und unter schiefer und intensiver Beleuchtung Andeutungen von Schillerfarben zu erkennen.

Trotzdem die Mitbenutzung dieser Platten die Resultate bessern würde, ist wegen des eben geäußerten Verdachtes davon Abstand genommen worden. Die bestehenbleibende Abweichung zwischen gemessenem und theoretischem Werte ist ja auch von geringerer Wichtigkeit, nachdem man wohl ihre Ursache, wie vorhin ausgeführt ist, befriedigend angeben kann. Diese Deutung der Abweichung beider Werte ist ferner gerechtfertigt durch folgende Beobachtung: In einer sehr ungleichförmigen Suspension, in welcher sich also sehr große und ganz kleine Partikelchen befinden, bewegen sich diejenigen kleinen Teilchen, die sich in nächster Nähe der großen Teilchen befinden, ganz bedeutend rascher als andere Teilchen gleicher Größe, die sich weitab von benachbarten isoliert befinden.

Experimentelle und sonstige Einzelheiten sollen hier nicht weiter ausgeführt werden, da

sie an anderer Stelle publiziert sind.[1]) Nur folgende Angaben mögen hier noch gemacht werden: Die ultramikroskopischen Momentaufnahmen geschahen bei einer Vergrößerung von 1675fach linear; zur Ausmessung wurden die erhaltenen Platten nochmals etwas über 20fach durch Projektion vergrößert, so daß die zur Messung gelangende Wegstrecke das ca. 34000-fache des von dem Teilchen wirklich zurückgelegten Weges betrug. Wurde z. B. ein Punktabstand von 7 mm gemessen, dann betrug die wirkliche Lageänderung des Teilchens im Präparat ca. 0,0002 mm.

Trotz der Abweichungen dürfen diese messenden Versuche wohl als eine direkte, experimentelle Bestätigung dafür gelten, daß die jetzt fast allgemein angenommenen Anschauungen einer kinetischen Wärmetheorie zu Recht bestehen. Die Brownsche Bewegung der kleinen suspendierten Teilchen gibt also dem Auge direkt erkennbar ein vergröbertes Bild jener Wärmebewegung der Flüssigkeitsmolekeln, deren Folge sie sind.

1) Habilitationsschrift Frankfurt a. M. 1908.

Marburg i. H., Mai 1908.

(Eingegangen 3. Juni 1908.)

Zur Priorität eines „Wellenapparates zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes — also zur Demonstration stehender und interferierender Wellen u. dgl.“.

Von L. Kann.

Erst jetzt auf den von W. Schmidt (Gießen) der 76. Naturforscherversammlung zu Breslau vorgeführten Apparat[1]) aufmerksam gemacht, möchte ich mir an dieser Stelle den Hinweis gestatten, daß ich ein Prinzip zur selbsttätigen Addition der Wellenordinaten nicht nur zweier, sondern beliebig vieler Wellenschablonen bereits beträchtlich früher ausgearbeitet und in meinem Aufsatz: „Modelle zu Demonstrationen — besonders im elektrotechnischen Unterricht“ [1]) als II. Modell: „Wellenapparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes“ publiziert habe.

Wenn dies Herrn Schmidt bei der Gründlichkeit, mit der er sich in der bezüglichen Literatur umgesehen zu haben scheint — er zitiert einen wahrscheinlich nie ausgeführten Apparat aus dem Jahre 1857 —, entgangen ist, so muß ich annehmen, daß mein Apparat nicht im geeigneten Rahmen erschienen ist, um die rechte Beachtung zu finden. In dieser Annahme werde ich auch noch durch den Umstand bestärkt, daß in der mit geradezu beispielloser Sorgfalt die einschlägige Literatur berücksichtigenden „Physikalischen Technik“ von Frick-Lehmann mein einfacher „Wellenapparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen für einen bestimmten Moment“[2]) beschrieben und abgebildet ist, während der doch viel allgemeiner verwendbare oben erwähnte Apparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes nicht einmal erwähnt wird.

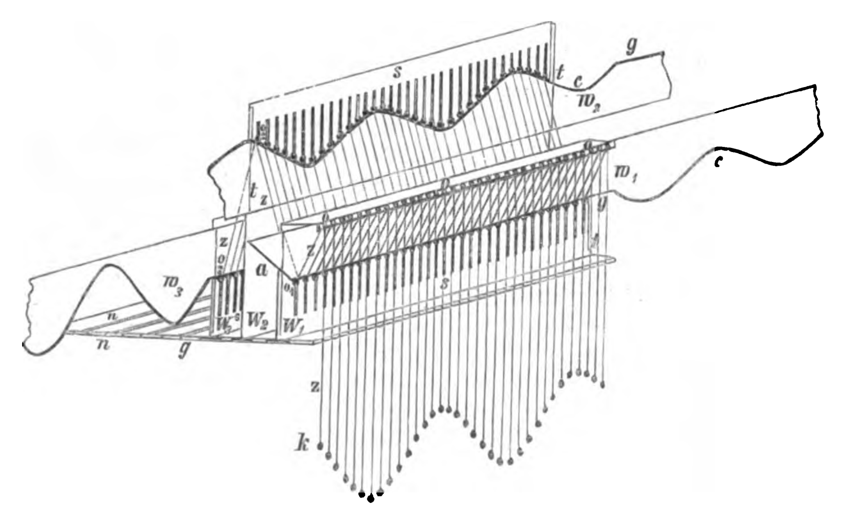
Dies veranlaßt mich nunmehr, hier wenigstens ein Bild des Apparates zu geben nach dem Klischee der ursprünglichen Publikation, das mir der Verlag der „Wiener Vierteljahrsberichte“ zu diesem Zwecke freundlichst überlassen hat.

Aus der Figur läßt sich das Prinzip der Addition der Wellenordinaten ohne weiteres

1) W. Schmidt, diese Zeitschr. **5**, 683, 1904.

1) L. Kann, Wiener Vierteljahrsberichte zur Förd. des physikalischen und chemischen Unterrichtes **7**, 114, 1902.

2) L. Kann, Zeitschr. für den physikalischen und chemischen Unterricht **15**, 16, 1902.



die durch schwere Kugeln k (oder
:spannten Fäden z sind durch die in
n s der Wellenständer W leicht glei-
en o um die eingeschobenen Wellen-
w herumgeführt — und geben durch
nungen ihrer Enden k aus der Null-
lie (fast verdoppelte) algebraische
r jeweilig von ihnen berührten Wellen-

pparat hat demnach nicht bloß das
gsgebiet der im vorstehenden erwähnten Modelle, sondern ein wesentlich weiteres: so gestattet er z. B. auch zu zeigen, daß die drei Wechselströme des Dreiphasenstromes, durch eine Leitung geschickt sich gegenseitig aufheben; u. dgl. m.

Die Fabrikation des Apparates hat die Fa. E. Leybold's Nachfolger in Cöln a. Rh. übernommen.

Pilsen, Mai 1908.

(Eingegangen 25. Mai 1908.)

VORTRÄGE UND REDEN.

ransport in der Elektronenwelt.[1])

Von W. H. Julius.

:eht gegenwärtig ein sehr allgemeines
ür die Physik. Zum Teil ist dieses
erraschenden Entdeckungen zuzu-
die in den letzten Jahren schnell
gefolgt sind und die fast sofort zu
Gaben für die Wissenschaft ausge-
:rden könnten. Brauche ich zu er-
(-Strahlen, Radiotherapie, elektrische
ahtlose Telegraphie, Erzielung von
und sehr niedrigen Temperaturen,
icht noch mehr? Freilich auch in
weigen der Wissenschaft wurden
Entdeckungen gemacht, die für die
von großem Wert sind. Die un-
e Anziehungskraft, die im beson-
physikalischen Probleme unserer
ite Kreise ausüben, muß denn auch
in philosophischen als in praktischen
gesucht werden. Was bei der Physik,
bachtung ihrer jüngsten Fortschritte
nwiderstehlich fesselt, ist das schnelle
gewisser neuer Ideen, die zu einem
ührt haben, das an Allgemeinheit
Gesetz der Erhaltung der Energie
Ich meine die Auffassung, daß der
mmen aus Elektronen aufgebaut sein
orstellung, die ebenso großartig wie
onsbegriff in der Biologie und mit
h in gewissem Sinne verwandt ist.
uffassung richtig, dann werden die
ipien der Mechanik, der Chemie, ja
Unterabteilungen der gesamten Natur-
t, revidiert und auf eine gemein-
Basis, die Elektrizitätslehre, gestellt
ssen.

sind viele Physiker noch nicht ge-
von Wien, Lodge und anderen
ache einer sich so weit erstreckenden Verallgemeinerung als gewonnen anzusehen. Bei aller Anerkennung der riesigen Fortschritte, die die Einsicht in allerhand Erscheinungen auf dem Gebiet von Elektrizität und Licht seit dem ersten Eintritt des negativen Elektrons in die Wissenschaft gemacht hat, meinen sie, daß es verfrüht sein würde, die Elektronen für alle Eigenschaften des wägbaren Stoffes verantwortlich zu machen. Die Vorstellungen von den Trägern der positiven Ladungseinheiten haben noch nicht dieselbe Festigkeit erhalten wie die die negativen Elektronen betreffenden. Selbst Lorentz, dem wir mehr als irgendeinem anderen die Entwicklung der neuen Elektrizitätstheorie zu verdanken haben, hält die Zeit für die Alleinherrschaft des Elektrons noch nicht für gekommen. Wohl scheinen die Ergebnisse seiner letzten Untersuchung über den Einfluß der Bewegung der Erde auf Molekularwirkungen und optische Erscheinungen eine rein elektromagnetische Auffassung des Stoffes wiederum zu unterstützen; doch wenn die Schwierigkeiten auch schwinden, so sind sie doch nicht vollkommen aufgehoben.

Die Schwierigkeiten des Problems erhöhen wenn möglich noch die Spannung, mit der wir den Wettstreit der großen Denker verfolgen. Wie dem auch sein mag, es schwebt uns auf dem Gebiet der heutigen Physik wieder das Ideal einer alles umfassenden Einheit vor, die ihren packenden Einfluß auch außerhalb des Kreises der Physiker geltend macht.

Einen historischen Umriß des Entstehens und der Entwicklung der neuen Begriffe in bezug auf Elektrizität, Elektronen und Materie brauche ich nicht zu entwerfen. In fesselnder Weise ist dies vor mehr als drei Jahren von demselben Platze aus von meinem Kollegen Wind geschehen, und in tüchtigen populären Zeitschriften fehlt es nicht an Artikeln, die das Interesse an dem Gegenstand wach erhalten. Immer weniger notwendig wird es, den kleinen elektrisch geladenen Teilchen einen Empfeh-

[1]) atsrede, anläßlich des 272. Gedenktages der Universität Utrecht (26. März 1908).

lungsbrief bei ihrem Eintritt in unser Weltbild mitzugeben, woselbst sie wegen ihrer vielseitigen Brauchbarkeit in zunehmendem Maße geehrt werden.

Nehmen wir also die Grundvorstellung an, daß aller wägbare Stoff Elektronen enthält, und daß diese einen Teil eines jeden Atoms bilden. Aber von dem wichtigen Gewebe von Schlußfolgerungen, die man bereits aus dieser Hypothese abgeleitet hat, von allen Bestrebungen, die geschehen sind, um die Eigenschaften des wägbaren Stoffes aus denen der Elektronen zu erklären, werden wir einen großen Teil unerwähnt lassen müssen. Es ist meine Absicht, Ihre Aufmerksamkeit im besonderen auf den Energietransport in der Elektronenwelt zu lenken. Wir wollen die Vorgänge betrachten, durch die die Beziehungen zwischen Elektronensystemen auf größeren Entfernungen unterhalten werden. Hierbei wird es sich zeigen, daß auch diese Vorgänge als unmittelbare Folgen aus den Grundeigenschaften, die man dem Äther und den Elektronen zuerkannt hat, angesehen werden können.

Man stellt sich das Elektron vor als ein elektrisch geladenes Teilchen, d. h. als einen sehr kleinen Teil des gewöhnlich kugelförmig gedachten Raumes, um den herum der Äther sich in dem eigenartigen Spannungszustand befindet, den wir aus den elektrostatischen Wirkungen einer positiv oder negativ geladenen Metallkugel durch den Versuch kennen. Die Umgebung eines solchen Leiters ist ein unbegrenztes elektrostatisches Kraftfeld, woselbst die Kraft überall zu der Ladung direkt und zum Quadrat der Entfernung nach dem Mittelpunkt der Kugel umgekehrt proportional ist. Das gleiche gilt für das Elektron. Alle Elektronen besitzen die gleiche Ladung. Auf vielen verschiedenartigen Wegen hat man den Betrag dieser Ladung bestimmt und dafür stets ungefähr $3,5 \times 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten gefunden. Merkwürdig ist es, daß man sich bei den negativen Elektronen den Leiter selbst, der die Ladung trägt, ganz fortdenken muß. Der kleine kugelförmige Raum, um den herum das Kraftfeld herrscht, besitzt einen Radius von 10^{-13} Centimetern; darin befindet sich aber nichts Materielles, nichts, was im Sinne der Mechanik „Masse" besitzt. Das negative Elektron ist eine freie Ladungseinheit und nichts mehr. Freie positive Elektronen hat man bisher nicht mit Sicherheit kennen gelernt.[1]) Die positiven Ladungseinheiten sind, je nach den chemischen Atomen, zu denen sie gehören, an verschiedene „Massen" gebunden. Soeben sprachen wir von der großen Verallgemeinerung, nach der der Stoff vollkommen aus Elektronen bestehen würde. Diese Auffassung schließt also in sich, daß auch die mitgezogenen Massen als Elektronenwirkungen erklärt werden müssen, — ein Problem, das wir jetzt beiseite lassen müssen.

Das elektrostatische Kraftfeld eines Elektrons ist unbegrenzt. Eigentlich ist dieses Kraftfeld das Wesentliche. Wir haben die Absicht, uns mehr mit der Beschreibung der Erscheinungen zu beschäftigen als mit dem Zustand innerhalb des kleinen abgeschlossenen Raumes, den man gewöhnt ist, im besonderen als „das Elektron" zu bezeichnen. Hätte man das gesamte Individuum, d. h. Kugel und Kraftfeld zusammen, mit diesem Namen belegt, so würde jedes Elektron in absolutem Sinne überall gegenwärtig sein. Halten wir diese Vorstellung einen Augenblick fest: Zwei oder mehrere Elektronen bestimmen zusammen in irgendeinem Punkt des Raumes einen Zustand, den wir bezeichnen können als Summe der Zustände, die durch jedes von ihnen für sich an dieser Stelle erzeugt worden sind. Wir können daher die Sache so ansehen, als ob die Elektronen an diesem Punkte beide anwesend wären. Besteht der Stoff aus lauter Elektronen, so entgleitet uns der Begriff von der Undurchdringlichkeit des Stoffes. Jedes Elektron befindet sich überall. Außerdem sehen wir, daß die Kluft zwischen den zwei Auffassungen, die einander gewöhnlich als streitig gegenübergestellt werden, d. h. den beiden Hypothesen, nach denen der Raum kontinuierlich oder diskontinuierlich mit Stoff erfüllt sein würde, teilweise überbrückt würde.

Wir wollen uns aber an den Sprachgebrauch halten und einen Unterschied machen zwischen dem Elektron und seinem Feld. Dann ist es möglich, zwei oder mehreren Elektronen zusammen nur ein Feld, das resultierende, zuzuerkennen. Das ergibt eine Vereinfachung der Vorstellungsweise. Trotzdem wollen wir darüber nicht vergessen, daß die Elemente, aus denen die Elektronentheorie die Welt aufbaut, tatsächlich die einander durchdringenden unbegrenzten Kraftfelder sind. Man übersieht deren relative Lage am leichtesten, wenn man auf die Lage der mit Elektronen bezeichneten Kerne achtet; doch besitzen letztere keine unabhängige Existenz.

Wenn sich nun ein Elektron geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegt, so ändert sich ein wenig die Form der elektrischen Kraftlinien. Dies folgt aus der experimentell festgestellten Tatsache, daß eine Veränderung des elektrischen Zustandes Zeit braucht, um sich durch den Raum hindurch auszubreiten.

1) Einige Beobachtungen von Jean Becquerel über den Zeeman-Effekt in Didymium- und Erbiumsalzen und von R. W. Wood über die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Natriumdampf scheinen indessen auf das Bestehen von positiven Elektronen hinzuweisen.

Während der gleichförmigen Bewegung offenbart sich die gesamte Umgebung des Elektrons als magnetisches Kraftfeld. In diesem sind Größe und Richtung der Magnetkraft abhängig von dem Betrag der Ladung des Elektrons und seiner Geschwindigkeit; doch sind diese Faktoren durch die beiden konstanten Daten dann auch in jedem Punkt des Raumes vollkommen bestimmt.

Der eigenartige Zustand im Feld des in Bewegung befindlichen Elektrons, den wir nicht anders bezeichnen können als durch die Angabe, daß in jedem Punkt des Raumes eine vollkommen bestimmte elektrische und magnetische Feldstärke herrscht, dieser Zustand des Äthers bewegt sich natürlich mit dem Elektron fort (wie z. B. die Welle vor dem Bug eines Schiffes mitgeht); doch nimmt der Äther selbst an der Bewegung nicht teil. Viele, verschiedenen physikalischen Erscheinungen entlehnte Überlegungen haben dazu geführt, eine absolute Unverrückbarkeit des Äthers anzunehmen.

Einen Versuch, die rätselhaften Eigenschaften dieses Äthers zu erklären, unternehmen wir nicht. Worin sollte auch eine solche Erklärung bestehen? Man hat wohl versucht, Modelle zu konstruieren, die die Verbindung zwischen magnetischen und elektrischen Kräften nachahmen; doch kann uns dies nichts nützen, wo doch unser Endziel gerade umgekehrt ist und darin besteht, die Eigenschaften des Stoffes aus denen des Elektrons abzuleiten.

Die Grundhypothesen einer Theorie sind nun einmal die Endglieder von Ketten; sie sind an der einen Seite losgelöst und können den Umständen zufolge dem nach Logik dürstenden Geist niemals die Art Befriedigung schenken, die von einer an beiden Seiten mit anderen zusammenhängenden Vorstellung ausgeht. Was uns aber bei dem vorliegenden Falle mit der Wahl der Endglieder versöhnt, ist, daß die unbegriffenen Eigenschaften, die wir dem Äther zuerkennen, an Zahl gering und deutlich begrenzt sind. Das Elektron ist ein Kunstwerk, das in einzelnen kräftigen Zügen zu erkennen gibt, wie man sich gegenwärtig in der Physik die Grenzen zwischen dem Begreifbaren und dem Unbegreiflichen denkt. Es ist geboren aus der weitgehendsten Verallgemeinerung, zu der das Naturstudium von Jahrhunderten auf induktivem Wege geführt hat, und muß daher als Endergebnis und nicht als hypothetische Basis unserer gegenwärtigen Naturkenntnis angesehen werden. Wenn man nun versucht, nach deduktiver Methode ein physikalisches Weltbild zu konstruieren, und dabei das Elektron zum Ausgangspunkt wählt, so ist diese Methode nichts anderes als eine Rückkehr zu den Überlegungen eines Demokrit. Denn wenn auch dieser das Weltall bereits mit Hilfe unendlich vieler unsichtbarer kleiner bewegter Körperchen erklärte, von denen er annahm, daß sie nicht qualitativ, sondern nur durch Form und Anordnung voneinander verschieden wären — seine Bausteine ließen die Fabrikmarke der induktiven Wissenschaft vermissen.

Es ist Ihnen bekannt, daß nach der Elektronentheorie ein Leiter ebensoviel positive wie negative elementare Ladungseinheiten enthält, die derart angeordnet sind, daß sich in einiger Entfernung ihre besonderen Kraftfelder einander gerade aufheben. Eine derartige Vorstellung macht man sich auch von dem neutralen Atom, das aus einer großen Anzahl Elektronen besteht. Ein positiv oder negativ geladener Leiter enthält ein Minus oder ein Plus an negativen Elektronen. Analog hierzu sind dann die positiven und negativen Ionen eines Elektrolyten. Alle elektrischen Ströme — durch Metall, Flüssigkeit und Gase, auch die Verschiebungsströme in Dielektrika — bestehen ausschließlich aus der Fortbewegung von Elektronen. Eine andere Form von Elektrizitätsbewegung gibt es nicht. Von verschiedenen Umständen hängt die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen ab. In leitenden Flüssigkeiten bewegen sie sich langsam; dagegen begegnen wir in den Kathoden- und Anodenstrahlen und in den α- und β-Strahlen der radioaktiven Stoffe Fällen, in denen die Bewegungsgeschwindigkeit der Teilchen zwischen 1000 und 300000 km in der Sekunde variierende Werte besitzt.

An alle diese wichtigen Gegenstände erinnern wir nur im Vorbeigehen, um nunmehr zu der Frage zu gelangen: welche Vorstellung gibt die Elektronentheorie von den Vorgängen, durch die von einem Körper zum anderen eine fortdauernde Energieübertragung stattfindet?

Wir betreten das Gebiet der Strahlungserscheinungen.

Unglücklicherweise wird das Wort Strahl für zwei Begriffe gebraucht, die so verschieden voneinander sind, wie ein Wasserstrahl von einem Sonnenstrahl. Mit ersterem kann man in einer Gruppe die Anoden- und Kathodenstrahlen und die α- und β-Strahlen vereinigen, die sämtlich fortbewegte Ströme von Elektronen sind. Mit den Sonnenstrahlen verwandt sind hingegen die Röntgenstrahlen, die γ-Strahlen der radioaktiven Stoffe, die Wärmestrahlen, die Strahlen der drahtlosen Telegraphie. In diesem Falle schreitet Energie durch den Raum fort; doch verändern die Elektronen im allgemeinen nur wenig ihren Ort. Zur Unterscheidung von „Konvektionsstrahlung" können wir hier von „Wellenstrahlung" sprechen. Nur zu dieser

zweiten Gruppe gehörende Erscheinungen haben wir im Auge.

Um den Strahlungsvorgang näher betrachten zu können, müssen wir uns zuerst deutlich vor Augen halten, was man unter der Bewegungsenergie eines Elektrons versteht. Ist doch diese, wie sich herausstellen wird, die Quelle der Strahlung.

Eine Kanonenkugel besitzt eine Quantität Bewegungsenergie, die dem Produkt seiner halben Masse mit dem Quadrat seiner Geschwindigkeit gleichkommt. Auch ein Elektron besitzt, wenn auch sein Kern leer ist, seiner Geschwindigkeit zufolge Energie. Gehört doch zu dem bewegenden Elektron ein magnetisches Feld. Daß diesem eine gewisse Quantität an Energie entspricht, ist einleuchtend, da doch durch das Verschwinden eines Magnetfeldes z. B. Magnetstäbe in Bewegung versetzt werden können. Die gesamte magnetische Feldenergie eines Elektrons kann man berechnen; sie zeigt sich, ebenso wie die Energie einer Kanonenkugel als proportional zu dem Quadrat der Geschwindigkeit. Faßt man sie als Bewegungsenergie auf, so spielt bei dem Elektron der Proportionalitätsfaktor dieselbe Rolle wie die halbe Masse im Falle der Kanonenkugel. Den doppelten Betrag des Proportionalitätsfaktors nennt man daher die elektromagnetische Masse des Elektrons. Die Versuche Kaufmanns machen es wahrscheinlich, daß das Elektron wirklich keine andere als elektromagnetische Masse besitzt, daß sein Kern wirklich leer ist, und daß die Bewegungsenergie daher ausschließlich aus Energie des elektromagnetischen Feldes besteht.

Das Eigenartige des Strahlungsvorganges besteht darin, daß sich Bewegungsenergie von den Elektronen durch den Raum ausbreitet. Dies geschieht bei zunehmender oder abnehmender Geschwindigkeit des Elektrons. Man kann sich den Vorgang folgendermaßen vorstellen.

Zu einer gegebenen Geschwindigkeit s gehört ein vollkommen bestimmtes Feld von elektrischen und magnetischen Kräften. Zu einer anderen Geschwindigkeit s' gehört ein hiervon etwas verschiedenes Feld; wir können dies auffassen als die Summe des ersten Feldes und eines zu diesem hinzugefügten Korrektionsfeldes. Geht nun die Geschwindigkeit s in die Geschwindigkeit s' über, d. h. findet eine Beschleunigung statt, so muß das Korrektionsfeld allmählich erzeugt werden. Diese Veränderung geschieht nicht gleichzeitig im ganzen Raum. Sie beginnt natürlich in der Nähe des Elektrons und pflanzt sich nach allen Seiten mit der Geschwindigkeit des Lichtes fort. Während des Zeitraumes, während dessen die nächste Umgebung des Elektrons noch nicht zu dem Gleichgewichtszustand gelangt ist, der der neuen Geschwindigkeit s' entspricht, ist die Kraftverteilung in dem Feld derartig, daß das Elektron selbst einen von der Veränderung seiner Beschleunigung abhängigen Widerstand erfährt, demzufolge seine Bewegungsenergie abnimmt. Die verlorene Energie ist es, die sich als elektromagnetische Welle durch den Raum ausbreitet.

Jede Abänderung des Bewegungszustandes des Elektrons hat eine Energieausstrahlung zur Folge, d. h. eine Veränderung der Richtung sowohl als der Geschwindigkeit. Vibriert ein Elektron um einen Gleichgewichtszustand, oder beschreibt es eine geschlossene Bahn, so entsendet es kontinuierliche Reihen von Wellen und verliert fortdauernd Energie.

Doch ebenso, wie die von einer Stimmgabel ausgehenden Schallwellen eine andere Stimmgabel von gleicher Tonhöhe in merkliche Schwingung versetzen, können auch elektromagnetische Wellen ein zweites Elektron zu kräftigem Mitschwingen bringen, falls dieses eine Eigenperiode besitzt, die der der ankommenden Schwingungen gleichkommt. Stimmen die beiden Perioden nicht genau überein, so erfährt der Bewegungszustand des zweiten Elektrons nur eine geringe Veränderung. Energie kann daher von dem einen Elektron auf das andere übertragen werden. Wenn wir uns nun vorstellen, daß jedes Atom aus einem komplizierten System von Elektronen besteht, die sich mit verschiedenen für das System charakteristischen Perioden in geschlossenen Bahnen bewegen und dabei bedenken, daß jedes Gramm Materie nicht viel weniger als eine Quadrillion Atome enthält, daß also jeder Punkt des Raumes in allen möglichen Richtungen von einer unermeßlichen Anzahl Wellenbewegungen durchkreuzt wird, durch die mit der Geschwindigkeit des Lichtes Energie übertragen wird, — so begreifen wir die große Rolle, die die Strahlung in der Natur spielen kann.

Um uns davon zu überzeugen, ob dem wirklich so ist, wollen wir jedoch vom quantitativen Standpunkt die Wichtigkeit des Strahlungsvorganges mit der anderer Vorgänge vergleichen. Alles, was in der Welt geschieht, kommt, physikalisch gesprochen, auf Energiefortbewegung hinaus. Wenn der Stoff wirklich aus nichts anderem als aus Elektronen besteht, so gibt es keine andere Energie als die des elektromagnetischen Feldes. Diese kann sich auf zweierlei Art durch den Raum fortpflanzen, und zwar erstens einmal mit den Elektronen zusammen, d. h. als Bewegungsenergie der sichtbaren Körper, oder als Molekularbewegungsenergie, die wir Wärme nennen, oder als elektrischer Strom, Kathodenstrahlen, Radiumstrahlen usw., kurz gesprochen durch Konvek-

tion; zweitens pflanzt sich die Energie als Strahlung in gewisser Hinsicht frei durch den Raum, von dem einen Elektronensystem nach dem andern fort. Die Frage würde daher sein: Welches Verhältnis besteht etwa zwischen dem Energietransport durch Strahlung und dem durch Konvektion?

Ganz im allgemeinen ist die Frage schwer zu beantworten. Doch können wir sehr wohl für ein besonderes Elektron die Energiemenge, die es pro Sekunde mit Lichtgeschwindigkeit verbreitet, und die Menge, die es kraft seiner Ladung und Geschwindigkeit besitzt und daher tragen kann, miteinander vergleichen.

Der Energieverlust eines strahlenden Elektrons ist zu dem Quadrat seiner Beschleunigung proportional. Wie groß kann diese Beschleunigung ungefähr sein, z. B. für ein Elektron, das gelbes Licht ausstrahlt und daher in der Sekunde 500 Billionen Schwingungen ausführt? Dazu möge uns noch die Schwingungsamplitude bekannt sein. Die kinetische Gastheorie gibt für den Durchmesser eines Atoms etwa 1 Hundertmillionstel Centimeter an. Wir wollen die Schwingungsamplitude eines Elektrons auf den hundertsten Teil dieses Betrages, d. h. auf 10^{-10} cm schätzen. Dann findet man für die Beschleunigung 10^{21}. Aus dieser Größe der bekannten Ladung eines Elektrons und der Lichtgeschwindigkeit berechnet man den Energieverlust pro Sekunde zu 2×10^{-9} oder 2 Tausendmillionstel eines Erg.

Das sieht nach nicht viel aus. Und doch ist es ungeheuer viel, wenn wir diesen Betrag mit der gesamten Bewegungsenergie vergleichen, die demselben Atom zur Verfügung steht. Diese beträgt nämlich nur 3×10^{-17} Erg, d. h. 67 Millionen mal weniger, als in einer Sekunde ausgestrahlt wird. Wir kommen daher zu dem überraschenden Ergebnis, daß in viel weniger als einer millionstel Sekunde alle Bewegungsenergie, die zu Lichtschwingungen Anlaß gibt, erschöpft werden würde, wenn sie nicht auf die eine oder andere Art wieder ersetzt würde.

Natürlich findet dieser Ersatz sehr wohl statt, und zwar teils durch Zusammenstöße mit anderen Atomen oder mit frei fortzuschnellenden Elektronen und teils durch die Absorption von X-Strahlung aus der Umgebung. In jedem Falle ergibt sich aus dieser Betrachtung, daß durch den Strahlungsvorgang sehr viel Energie übertragen wird, auch wenn wir sie vergleichen mit der Menge, die ein Elektron im Höchstmaß durch Konvektion transportieren könnte. Denn seine elektrostatische Energie beträgt 5×10^{-7} Erg, d. h. selbst wenn seine Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nahe käme — wie dies mit gewissen β-Teilchen des Radiums der Fall ist — würde die Summe der mitgeführten elektrischen und magnetischen Energie nur noch gerade ungefähr 400mal größer sein als die Energie, die das Elektron in der Form von gelbem Licht pro Sekunde ausstrahlt, wenn seine Schwingungsbewegung unterhalten wird.

Diesem Verlust von Energie durch Ausstrahlung steht eine gewisse Absorption gegenüber. Ein Körper, der mehr Licht- oder Wärmestrahlen absorbiert als er entsendet, nimmt eine höhere Temperatur an, d. h. die mittlere Energie der Wärmebewegung seiner Moleküle nimmt zu.

Wir sind an diesen Ausspruch gewöhnt; aber vom Standpunkt der Elektronentheorie bedarf es doch wohl einiger näherer Erläuterung, wie es denn kommt, daß die periodischen Wechsel von elektrischer und magnetischer Kraft, die den Lichtstrahl ausmachen, imstande sind, die translatorische Energie von ganzen Molekülen zu erhöhen. Versuchen wir uns eine Vorstellung von diesem Vorgang zu bilden.

Absorption von Licht findet nur unter gewissen Umständen statt. Durchsichtige Körper halten ja gewisse Strahlenarten überhaupt nicht auf. Nun kann eine Bedingung hierfür darin liegen, daß viele freie Elektronen im Körper vorkommen, wie z. B. in Metallen. Dieser Fall ist von Lorentz mathematisch behandelt worden.

Eine andere Möglichkeit ist die, daß gewisse Atome des Körpers Elektronen enthalten, die wegen des Baues des Systems, zu dem sie gehören, im Besitz einer eigenen Schwingungsperiode sind, die genau mit der Periode der (einfach gedachten) einfallenden Strahlen ist. Solche Elektronen werden wir mit dem Berliner Physiker Planck, der die Theorie für diesen zweiten Fall ausgearbeitet hat, Resonatoren nennen. Die Strahlung sitzt dann sozusagen nur auf den Resonatoren. Deren Schwingungsamplitude würde zunehmen, solange die Strahlung ungestört auf sie einwirkt; die Feldstörungen, die durch diese in starker Bewegung befindlichen Resonatoren in ihrer nächsten Umgebung erregt werden, werden jedoch so kräftig, daß auch die übrigen, nicht resonierenden Elektronen des Atoms in Erschütterung geraten. Von der auf diese Weise erhöhten inneren Energie der Atome kommt durch „Zusammenstoß" mit anderen Atomsystemen oder Molekülen wieder der translatorischen Energie der Moleküle ein Teil zugute: es entsteht Wärme. Wenn wir diesen Vorgang auch nicht in allen Besonderheiten übersehen, so ist das Ergebnis doch begreiflich, wenn man in Betracht zieht, daß alle Elektronen eines Paares kollidierender Moleküle zusammen ein System voneinander durchdringenden elektromagnetischen Feldern (oder wenn man will, ein resultierendes Feld) bilden, woselbst die Energie durch Strahlung erhöht wird, und daher alle Energiebewegungen, auch die trans-

latorischen, im Durchschnitt verstärkt sein müssen. So entsteht nach der Absorption das neue bewegliche Gleichgewicht, das sich als höhere Temperatur äußert.

Zahlreiche Beobachtungen unterstützen diese Auffassung des Absorptionsvorganges. So hat unter anderem der Amerikaner R. W. Wood, Professor in Baltimore, eine tüchtige Untersuchung über die Fluoreszenz von Natriumdampf vorgenommen. Aus seinen Untersuchungen ergab sich, daß ein resonierendes Elektron wirklich ein ganzes Atom derart in Erschütterung versetzen kann, daß auch die nicht resonierenden Elektronen in starke Bewegung geraten. Der Natriumdampf befand sich auf verhältnismäßig niedriger Temperatur und entsandte keinerlei Licht. Wenn nun ein Bündel einfachen Lichtes von konstanter Wellenlänge auf ihn konzentriert wurde, so entsandte der Dampf sehr wohl Licht. Das Spektrum des Fluoreszenzlichtes war jedoch nicht kontinuierlich, wie dies bei festen und flüssigen fluoreszierenden Körpern meistens der Fall ist, sondern zeigte eine Reihe heller Linien. Diese rührten von den Eigenperioden der Elektronen im Natriumatom her, denn sie entsprachen einzelnen der Linien des sehr komplizierten Absorptionsspektrums des Dampfes. Höchst merkwürdig war nun folgendes Ergebnis: Wenn für das bestrahlende Lichtbündel Licht von anderer Wellenlänge gewählt wurde, so bestand auch das Fluoreszenzspektrum aus einem ganz anderen Bereich heller Linien als früher. Auch dieses neue Bereich paßte wieder zu einem Teil des Absorptionsspektrums. Aus der sehr großen Anzahl Schwingungsperioden, die innerhalb des Natriums möglich sind, war offenbar durch die zweite Bestrahlung eine andere Auswahl als durch die erste geschehen. Einige Strahlenarten erzeugten bei Natriumdampf überhaupt keine Fluoreszenz.

Wenn das einfallende Strahlenbündel im Atom einen Resonator antrifft, so gerät dieses Elektronensystem in Erschütterung und entsendet hierbei eine bestimmte Gruppe anderer Wellen, die je nach der Periode des Impulses verschieden sind.

Was hier bei Natriumdampf festgestellt ist, kann wahrscheinlich als allgemein gültig angesehen werden; durch die Zwischenkunft der Atome kann Licht von bestimmter Wellenlänge in Licht von anderen Wellenlängen umgesetzt werden. Auch auf dem ausgedehnten Gebiet der unsichtbaren Strahlung, das zu den ultravioletten und ultraroten Teilen des Spektrums gehört, finden zweifellos derartige Umsetzungen statt. Nachdem daher die Energie der auf einen Körper einfallenden Strahlen anfänglich nur durch Resonatoren aufgenommen worden ist, setzt sich der Strahlungsvorgang mit veränderter Periode noch weiter fort, bis die Energie sich in bestimmter Weise über alle Elektronensysteme verteilt hat. Dann ist die Absorption zustande gekommen.

So findet zwischen allen Körpern fortdauernd ein Austausch von Energie durch Strahlung statt. Was muß hiervon die Folge sein?

Wenn sich mehrere Körper innerhalb eines abgeschlossenen Raumes befinden, dessen Wände für Wärme undurchdringlich sind, so lehrt die Erfahrung, daß mit der Zeit alle dort stattfindende sichtbare Bewegung erschöpft wird. Es scheint kein anderer Energietransport übrig zu bleiben, als die gegenseitige Strahlung, und alles gelangt zum Schluß auf gleiche Temperatur.

Es herrscht nun in diesem Raum das, was man mit „Strahlungsgleichgewicht" bezeichnet, d. h. ein sehr bemerkenswerter Zustand, den wir in Verbindung mit der Elektronenlehre ein wenig näher betrachten wollen.

Die Stoffe senden unabhängig von ihrer Natur Strahlen aus. Ihre, einer bestimmten Temperatur angehörenden Emissionsspektren kann man einzeln finden, indem man die Körper mit dem Spektrobolometer in einer Umgebung von niedrigerer Temperatur nacheinander untersucht. Die Emissionsspektren zeigen charakteristische Maxima und Minima der Strahlungsstärke und erweisen sich im allgemeinen als sehr verschieden. Nun sollte man meinen, daß, wenn dieses ganze System von strahlenden Körpern miteinander in einem geschlossenen Raum zusammenwirkt, daß dann dort ein höchst komplizierter Strahlungszustand herrschen kann, ganz unabhängig von der Natur der vorhandenen Körper.

Der Versuch liefert ein anderes Ergebnis.

Man kann die Zusammensetzung der resultierenden Strahlung dadurch untersuchen, daß man aus einer kleinen Öffnung in der Wand des abgeschlossenen Raumes ein Strahlenbündel nach außen in eine Umgebung von niedriger Temperatur treten läßt und es dort wieder auf dem Spalt eines Spektrobolometers auffängt. Das Spektrum erweist sich als verhältnismäßig einfach, ganz unabhängig von der Wahl der Körper, die man innerhalb des Raumes angebracht hat, und wird nur durch die Temperatur bestimmt.

In jedem Hohlraum, dessen Wände für Strahlen undurchdringlich sind und die auf einer gewissen konstanten Temperatur erhalten werden, herrscht daher stets derselbe Strahlungszustand, gleichviel, welche Körper sich innerhalb des Raumes befinden. Zu einer gegebenen Temperatur gehört also ein vollkommen bestimmtes Emissionsspektrum. Man nennt dies das Emissionsspektrum des „absolut schwarzen Körpers", da in dem fraglichen Hohlraum stets dieselbe Strahlung herrscht,

die bei gleicher Temperatur von einem ideal schwarzen, d. h. einem alle auf ihn einfallenden Strahlen vollkommen absorbierenden Körper ausgesandt werden würde. Dies alles ist in dem berühmten Kirchhoffschen Strahlungsgesetz enthalten.

Zu einer höheren Temperatur im Hohlraum gehört ein anderes Emissionsspektrum. Der durch den Raum gehende Strahlungskomplex und die Temperatur bestimmen einander gegenseitig. Aber wie verändert sich die Emission mit der Temperatur? Jedermann weiß aus Erfahrung, daß die Wärmestrahlung eines Ofens sehr stark zunimmt, wenn seine Temperatur ansteigt, und daß sich hierbei auch die Natur des ausgesandten Strahlenkomplexes ändert. Bevor Glühen erfolgt, gehört die gesamte Strahlung dem ultraroten Teil des Spektrums an; bei ungefähr 500^0 beginnt die für das Auge wahrnehmbare Glut, und zwar zuerst rot, dann gelb, dann weiß. Nach dem bolometrischen Versuch nimmt hierbei jede Strahlenart fortwährend an Intensität zu, aber die kleineren Wellen in stärkerem Maße, so daß sich das Strahlungsmaximum in der Richtung nach dem Violett zu verschiebt.

In zahlenmäßiger Form wird dieser Vorgang durch zwei Gesetze ausgedrückt, und zwar durch das Verstärkungsgesetz von Stefan und Boltzmann, demzufolge die gesamte Strahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist, und das Verschiebungsgesetz von Wien, demzufolge die Wellenlänge des Strahlungsmaximums zu der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist. Lummer und Pringsheim haben diese beiden einfachen Beziehungen einer scharfen experimentellen Untersuchung unterworfen und gefunden, daß sie für einen geschlossenen Raum, in dem Strahlungsgleichgewicht herrscht, innerhalb weiter Temperaturgrenzen den Beobachtungen durchaus genau entsprechen.

Natürlich würde uns diese Übereinstimmung nur mäßig befriedigen, wenn es sich um die Bestätigung einiger empirischer Formeln handelte. Die große Bedeutung des Ergebnisses liegt aber in dem durch ihn erwiesenen Zusammenhang dieser Strahlungserscheinung mit anderen sehr allgemeinen physikalischen Prinzipien. Sowohl das Verschiebungs- wie das Verstärkungsgesetz können nämlich als notwendige Folge aus den bekannten beiden Hauptprinzipien der Thermodynamik abgeleitet werden, wenn man dabei das Dopplersche Prinzip und das Prinzip des Strahlendruckes in Betracht zieht. Der strenge Beweis dieser Beziehungen, zu dem die vereinigten theoretischen Untersuchungen von Wien, Boltzmann, Lorentz und Abraham geführt haben, trägt zur Befestigung des Zusammenhanges innerhalb des wichtigen Teiles unserer Wissenschaft, der die Erklärung der Wärmeerscheinung zum Gegenstand hat, nicht wenig bei.

Es bleibt jedoch eine wichtige Frage übrig, auf die die beiden erwähnten Strahlungsgesetze keine Antwort geben. Sie sagen lediglich aus, wie Stärke und Art der Strahlung sich mit der Temperatur verändern. Aber warum ist bei einer gewissen Temperatur die allgemeine Hohlraumstrahlung nun gerade so über die verschiedenen Wellen des Spektrums verteilt, wie wir dies beobachten? Mit anderen Worten: was bestimmt die Form der Emissionskurve und den absoluten Wert der Schwingungszahl beim Maximum?

Hier kann uns nur die Elektronentheorie helfen. Sie hat uns mit allgemeinen Naturkonstanten bekannt gemacht, von denen die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen der einzelnen Schwingungsperioden abhängig sein muß. Die konstante Ladung des Elektrons, seine elektromagnetische Masse und der Radius seines Kerns liefern Grenzen für die Werte der Kräfte, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen, die in der Elektronenwelt vorkommen können; sie bestimmen zweifelsohne auch die mittlere Größe der Atome und die mögliche Amplitude der Schwingungen. Für jede bestimmte Stelle des Spektrums hängt die Strahlungsintensität natürlich von vielerlei Umständen ab: zunächst von der Energiemenge, die ein Elektron, das mit gegebener Periode und Amplitude schwingt, in der Zeiteinheit verliert; dann auch von der Geschwindigkeit, mit der sein Verlust durch Zusammenstöße oder durch Resonanz ersetzt wird; ferner von der Anzahl Elektronen, die zu der Strahlung jener Periode beiträgt, usw. Das einzige, was man bei oberflächlicher Betrachtung bereits einsehen kann, ist, daß in Anbetracht der festen, ihren Zahlwerten nach bekannten Eigenschaften des Äthers und des Elektrons auch eine sehr bestimmte Bewegungsform unter den vielen Möglichkeiten in den Vordergrund treten muß. Doch stehen wir vor einem äußerst verwickelten Problem, und es dürfte Verwunderung erwecken, daß es nichtsdestoweniger einigen Physikern, und besonders Planck, bereits geglückt ist, eine Formel zu finden, die ziemlich genau die Energieverteilung im Spektrum des absolut schwarzen Körpers wiedergibt. In diesem merkwürdigen Planckschen Strahlungsgesetz kommt eine neue universelle Naturkonstante vor. Der Zahlenwert dieser Konstanten muß auf den Grundkonstanten des Elektrons beruhen. Wenn es gelingt, die Form dieser Abhängigkeit zu finden, dann ist wiederum ein wichtiger Beitrag zur Lösung des großen physikalischen Problems unserer Zeit geliefert: des Problems des Aufbaues einer elektrischen Theorie der Materie.

Dann dürfte es sich nämlich herausstellen, daß das Strahlungsvermögen der Materie bei Temperaturgleichgewicht in einem abgeschlossenen System nicht allein von der Wahl der strahlenden Körper unabhängig ist, sondern daß es sogar ausschließlich durch den Äther und das Elektron bestimmt wird.

Ein derartiger Zustand von Ruhe und Strahlungsgleichgewicht, wie wir ihn auf die Dauer in einem Körpersystem zustande kommen sehen, das äußeren Einflüssen entrückt ist, herrscht nun offenbar nicht allgemein in der Natur.

Ist vielleicht die Welt hierfür noch nicht alt genug? — Diese Hypothese führt zu wenig befriedigenden Folgerungen.

Es ist jedoch auch denkbar, daß Umstände vorhanden sind, durch die das, was wir im kleinen zu beobachten glauben, in großem Maßstabe unmöglich wird. Zu den für das Entstehen des fraglichen Gleichgewichtszustandes ungünstigen Umständen rechnen wir unter anderem den Strahlungsdruck und die Brechung.

Erscheinungen, die jahrhundertelang kaum oder überhaupt nicht beachtet worden sind, und die man anfänglich nur mit Mühe in einzelnen Sonderfällen konstatierte, erwiesen sich später als sehr wichtig für den Haushalt der Natur. Maxwell hatte aus seiner Theorie des elektromagnetischen Feldes gefolgert, daß ein Lichtbündel sowohl auf den strahlenden wie auf den bestrahlten Körper einen Druck ausüben muß. Ist die bestrahlte Fläche vollkommen absorbierend, so erfährt sie pro Flächeneinheit eine Kraft, die ihrem Wert nach gleich dem Betrage der pro Volumeinheit im Lichtbündel vorhandenen Strahlungsenergie ist. Man kennt die Energie der Sonnenstrahlung aus der Erwärmung, die sie pro Sekunde und pro Kubikcentimeter auf der Erde erzeugt, wenn sie vollkommen absorbiert wird; es ist nicht schwer, hieraus zu berechnen, wie groß nach der Maxwellschen Theorie die Kraft sein muß, die das Sonnenlicht auf einen Kubikcentimeter der bestrahlten Erdhälfte ausübt. Hierfür findet man 7×10^{-5} Dynen, d. h. ungefähr sieben Hunderttausendstel des Gewichtes eines Milligramms.

Es schien ein beinahe hoffnungsloser Versuch zu sein, das Vorhandensein eines so kleinen Druckes durch den Versuch zu erweisen. Nichtsdestoweniger ist dies dem russischen Physiker Lebedew und den Amerikanern Nichols und Hull geglückt. Es gelang ihnen sogar, die kleine Kraft mit genügender Genauigkeit zu messen, um aus dem Ergebnis den Schluß zu ziehen, daß die Größe des Strahlendruckes der Voraussage der Theorie vollkommen entspricht.

Seit der großen Newtonschen Entdeckung hatte man geglaubt, daß die Schwerkraft die einzige Wirkung wäre, der alle Körper ohne Unterschied unabhängig von der hinzutretenden elektrischen oder magnetischen Kräften unterworfen wären. Ebenso allgemein ist aber der Strahlungsdruck; denn kein Fleckchen des Weltalls ist frei von Strahlung.

Der Strahlungsdruck äußert sich als Abstoßung zwischen den Körpern und wirkt daher der Schwerkraft entgegen. Es ist nun die Frage, ob diese Gegenwirkung so bedeutend ist, daß wir ihr Rechnung tragen müssen, wenn wir den Zusammenhang der hauptsächlichsten Geschehnisse der Welt zu übersehen versuchen. Zunächst sei bemerkt, daß sowohl Strahlungsdruck wie Schwerkraft zu dem Quadrat der gegenseitigen Entfernung der aufeinander einwirkenden Körper umgekehrt proportional sind. Finden wir daher für eine gegebene Entfernung ein gewisses Verhältnis zwischen den beiden Wirkungen, so ändert sich dieses Verhältnis bei veränderlicher Entfernung nicht.

Achten wir nun z. B. auf die Kraft der Bewegungen in unserem Sonnensystem.

Der von der Sonnenstrahlung auf die beleuchtete Erdhälfte ausgeübte Gesamtdruck beträgt nur 75×10^{12} Dynen, d. h. ist gleich dem Gewicht von etwa 10 tüchtigen Seeschiffen, ein Betrag, der also absolut zu vernachlässigen ist gegenüber der ungeheuren Anziehungskraft der Sonne, durch die die Erde in ihrer Bahn erhalten wird. Ist doch diese gleich 6×10^{27} Dynen, d. h. 80 billionenmal größer.

Ganz anders wird das Verhältnis jedoch, wenn wir die Abmessungen des bestrahlten Körpers immer kleiner und kleiner wählen. Der Lichtdruck ist nämlich proportional zur Oberfläche, und die Anziehung zum Volumen der Körper. Denken wir uns die Erde in acht gleiche Kugeln geteilt. Jede Kugel wird dann einen halb so großen Durchmesser wie die Erde und eine viermal kleinere Oberfläche besitzen, und die acht Kugeln zusammen bieten der Strahlung eine zweimal größere Fläche als die Erde, so daß der Strahlungsdruck sich verdoppelt, während die Anziehung unveränderlich bleibt. Teilt man jede Kugel nochmals in acht Teile, so verdoppelt sich wiederum der Strahlungsdruck bei gleichbleibender Anziehung, und diesen Vorgang kann man so weit fortgesetzt denken, bis Strahlungsdruck und Schwerkraft einander schließlich gerade das Gleichgewicht halten. Die Rechnung lehrt, daß zu diesem Zwecke die Erde in Stückchen von $1/4$ Mikron Durchmesser geteilt werden müßte. Für einen Stoff von derselben Dichte wie Wasser müßte der Durchmesser der Kügelchen ungefähr 1,5 Mikron betragen, damit die von der Sonne auf sie ausgeübte Anziehung gerade durch den Druck der Sonnenstrahlung aufgehoben würde.

Teilchen von noch kleineren Abmessungen

werden stärker abgestoßen als angezogen und entfernen sich daher, wenn sie frei im Himmelsraum vorkommen, von der Sonne. Arrhenius sieht hierin die Ursache für das Entstehen der Kometenschweife. Aus der Form und dem Verhalten dieser Himmelserscheinungen folgert er dann, daß in gewissen Fällen die Abstoßung durch den Druck der Sonnenstrahlung die Schwerkraft wohl um das Vierzigfache an Größe übertrifft. Nach den Berechnungen von Schwarzschild muß für die Zunahme der Abstoßung eine Grenze bestehen; bei Teilchen, deren Durchmesser einigemal kleiner ist als die Wellenlänge des bestrahlenden Lichtes, ist die Anziehung wieder im Übergewicht.

Das Größenverhältnis zwischen Strahlungsdruck und Schwerkraft hängt natürlich auch von dem strahlenden Körper ab. Hierauf hat vor allem Poynting hingewiesen. Er denkt sich die Sonne immer kleiner und kleiner und von beständig abnehmender Temperatur, und gelangt so zu der Wechselwirkung zwischen Körpern von ungefähr gleicher Größe. Das Ergebnis seiner Überlegung ist, daß für zwei Kugeln von gleicher Dichte wie die Erde, die sich beide auf einer Temperatur von 27°C befinden, die gegenseitige Anziehung und Abstoßung einander gerade aufheben würden, wenn die Kugeln so groß wie Marmelkugeln sind. Bei höherer Temperatur b steht dieser Grenzzustand für größere und bei niedriger Temperatur für kleinere Kugeln. Jeder Temperatur entspricht eine kritische Dimension für Körper von gegebener Dichte. Größere Körper vereinigen sich schließlich, und kleinere entfernen sich voneinander.

Wir fangen so allmählich zu begreifen an, daß der Strahlungsdruck ein ernstlicher Konkurrent der allgemeinen Anziehungskraft ist.

Diese Konkurrenz kommt jedoch dem Verkehr zugute. Sie besorgt der Materie Rundreisebilletts für den Weltenraum. Kondensationsprodukte der Sonnengase werden durch den Strahlungsdruck ausgestoßen und verbreiten sich durch den Himmelsraum als Stoffteilchen, deren Abmessungen meistens zwischen $1/_{20}$ und $1^1/_2$ Mikron liegen. Nur dort, wo die Strahlung sie nicht mehr so stark erwärmt, daß sie auch einander abstoßen, d. h. weit außerhalb des Sonnensystems und in großer Entfernung von anderen Sternen, können kosmische Stoffteilchen sich zu großer Menge zusammenballen. Diese wachsen zu Meteorsteinen an, auf die wiederum die Schwerkraft stärker als der Lichtdruck einwirkt, so daß auf diese Weise die Materie zu dem einen oder anderen großen Himmelskörper zurückkehren kann. Unter dem Einfluß der allgemeinen Anziehungskraft allein würde sich auf die Dauer der in dem Himmelsraum verbreitete wägbare Stoff zu einer großen Masse mit schließlich immer mehr abnehmenden Temperaturunterschieden zusammenballen. Das Weltall würde nach Clausius den „Wärmetod" sterben. Der Strahlungsdruck wirkt jedoch desintegrierend und scheint die Möglichkeit für einen unendlichen Kreislauf des Stoffes zu eröffnen.

Arrhenius hat in einem unlängst erschienenen Büchlein „Das Werden der Welten" diesen Begriff bei der Aufstellung einer in ihren Einzelheiten ausgearbeiteten Kosmogonie zum leitenden Faden gewählt. Er tritt dafür ein, daß Materie, Energie und Leben im Weltenraum nur Form und Ort verändern, daß jedoch die mittlere Verteilung stets dieselbe gewesen ist und bleiben wird. Also kein Fortschritt in bestimmtem Sinne, kein Anfang; kein Ende.

Berechnungen über die Entstehungsgeschichte der Welt auszuführen ist zwar recht interessant und verführerisch, darum aber doch wegen der vielen vollkommen unbekannten Faktoren, mit denen man zu rechnen hat, stets ein Wagestück. Was die Schwerkraft anbelangt, so kann man zwar ihre astronomischen Folgen recht gut übersehen, da diese Kraft von so wenig Umständen abhängt. Wird sie doch ausschließlich durch die Trägheitsmasse der aufeinander einwirkenden Körper und durch ihren Abstand bestimmt, während sie von der stofflichen Art des Mittels unabhängig ist. Strahlung und Strahlendruck hingegen werden sehr wohl durch den umgebenden Stoff verändert; ihre Wirkung ist außerdem in hohem Maße von vielen Eigenschaften der emittierenden und absorbierenden Körper abhängig. Langwierige Untersuchungen werden noch erforderlich sein, bevor man den Einfluß aller dieser Faktoren auf kosmische Vorgänge ebenso scharf formuliert haben wird, wie Newton dies mit dem Gesetz der Schwerkraft getan hat.

Eine Geschichte des Werdens der Welten, wie die von Arrhenius skizzierte, läßt daher notwendigerweise für Zweifel und Phantasie noch reichlich Raum. Als physikalisch bewiesen kann jedoch angesehen werden, daß der Strahlungsdruck im Haushalt der Natur eine wichtige Rolle spielt. Der Umstand, daß die Übertragung von Schwingungsenergie zwischen Elektronensystemen eine relative Verschiebung dieser Systeme selbst verursacht, ist ein wichtiges Merkmal für den Zusammenhang im Weltall; es ist ein Hindernis für das Entstehen eines permanenten Zustandes der Stoffverteilung und daher auch eines Strahlungsgleichgewichts.

Ein anderer Umstand, der dem Zustandekommen von Strahlungsgleichgewicht im ganzen Weltenraum im Wege steht, da er örtliche Ungleichheiten der Energieverteilung unterhält, ist die krummlinige Fortpflanzung von Wellenzügen, d. h. die Strahlenbrechung.

Mitten im wägbaren Stoff pflanzt sich ein

Wellenzug im allgemeinen mit anderer Geschwindigkeit als im freien Äther fort. Dies hängt mit dem Absorptionsvermögen des Mittels zusammen.

Betrachten wir den bei Gasen allgemein vorkommenden Fall, daß das Absorptionsspektrum eine Anzahl dunkler Linien zeigt. Jede dieser Linien stellt eine bestimmte Periode dar, in der gewisse Elektronen der Atome des umgebenden Stoffes mitschwingen können. Die Theorie fordert nun, daß resonierende Elektronen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen, die kürzer sind als die absorbierten, erhöhen, hingegen die von Wellen, die länger als die absorbierten sind, verkleinern. Vor allem die Strahlenarten, die im Spektrum dicht neben den Absorptionslinien liegen, erfahren diesen Einfluß in hohem Grade.

Wenn nun ein Lichtbündel aus dem leeren Raum in ein derartiges Mittel eintritt, so verändert er im allgemeinen seine Richtung; er wird gebrochen. Das Lichtbrechungsvermögen des Mittels für eine bestimmte Strahlenart ist zu der Verkleinerung oder Vergrößerung proportional, die die Fortpflanzungsgeschwindigkeit beim Eintreten des Lichtes erfährt. Sie besitzt daher vor allem für die Strahlen, deren Wellenlänge recht wenig von der der absorbierenden Strahlen verschieden ist, einen beträchtlichen Wert. Licht aus der Umgebung der Absorptionslinie kann tausend Male stärker gebrochen werden als die übrigen Lichtarten.

Natürlich muß dieser Umstand auf die Art, wie sich die Strahlungsenergie durch den Raum fortpflanzt, bedeutenden Einfluß ausüben. Wenn ein Bündel gemischten Lichtes irgendwo auf seinem Wege durch ein stoffliches Medium von ungleichmäßiger Dichte hindurchgegangen ist, so haben die einfachen Strahlenarten verschiedene Richtungsveränderungen erfahren, und bei weitem am stärksten zerstreut sind die Lichtarten aus der nächsten Umgebung der Spektrallinien.

Man hat bisher nur wenig Gelegenheit gehabt, die eigenartige selektive Lichtbrechung in Gasen und Dämpfen ausführlich zu untersuchen — vielleicht, weil die hierbei auftretenden Erscheinungen von solcher Art sind, daß sie auch leicht anderen bekannten Ursachen zugeschrieben werden könnten, und die wahre Ursache daher der Aufmerksamkeit entging. Kann sich doch die Strahlenbrechung entweder als plötzliche Veränderung der Fortpflanzungsrichtung an der scharfen Grenze zwischen zwei Medien oder als Krümmung des Strahles in einem Gebiet äußern, in dem die optische Dichte allmählich von Ort zu Ort veränderlich ist. Der erste Fall gibt bei Gasen und Dämpfen nur dann zu merklichen Erscheinungen Anlaß, wenn man sie in einen prismatischen Raum einschließt und eine besondere Untersuchung der Lichtbrechung anstellt. Der zweite Fall hingegen — die Strahlenkrümmung in Mitteln von ungleichmäßiger Dichte — tritt, da der Stoff nirgends absolut homogen ist, stets in gewissem Grade von selbst auf. Bei den verhältnismäßig kleinen Gasmengen, die für Laboratoriumsversuche über Lichtabsorption benutzt werden, sind jedoch die örtlichen Dichteunterschiede naturgemäß meistens so gering, daß selbst die Strahlen aus der Umgebung der Absorptionslinien kaum merklich zerstreut werden. Eine Ausnahme hierfür machen die Dämpfe im Lichtbogen, im Induktionsfunken oder in Flammen. Dort ist die Stoffverteilung häufig ungleichmäßig genug, um merkliche Strahlenkrümmungen und daher eine geänderte Lichtverteilung im Spektrum zu verursachen. Weil aber die Änderungen sich fast ausschließlich auf die dicht bei den Spektrallinien liegenden Lichtarten beziehen, sind sie leicht mit den Wirkungen von Emission und Absorption zu verwechseln.

Es ist daher begreiflich, daß man bei der Erklärung von Strahlenerscheinungen den Einfluß der Strahlenkrümmung in absorbierenden Gasen lange Zeit übersehen hat.

Jetzt beschäftigen sich mehrere Forscher mit dem Gegenstand. Auch auf diesem Gebiet befinden sich die Ergebnisse des Versuchs in Übereinstimmung mit den Folgerungen der Elektronentheorie, wie sich dies z. B. bei der Untersuchung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene in der Nähe von Absorptionslinien und aus verschiedenen anderen Erscheinungen gezeigt hat. Schon für Hunderte von Spektrallinien hat man den Einfluß der resonierenden Elektronen auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes feststellen können. Hierbei kam auch eine große Verschiedenheit in der Stärke der selektiven Lichtbrechung an den Tag, die den einzelnen Absorptionslinien desselben Elementes entspricht. So fand z. B. F. Schön, daß in dem Dampf von *Na*, *K*, *Li*, *Rb*, *Cs*, *Ag*, *Cu*, die Erscheinung nur bei den zu den Hauptserien in ihren Spektren gehörenden Linien und zwar bei den niedrigen Gliedern einer Serie in stärkerem Maße als bei den höheren aufzutreten scheint.

Die Kenntnis von derartigen Einzelheiten, womöglich in ihrer Ausdehnung über alle absorbierenden Gase wird zweifellos wichtige Daten für die weitere Entwicklung der elektromagnetischen Theorie des Stoffes liefern.

Vor allem mit Rücksicht auf die Astrophysik besteht jedoch ein Bedürfnis nach ausführlichen experimentellen Untersuchungen über das Lichtbrechungsvermögen von Gasen für die Strahlenarten aus der nächsten Umgebung

ihrer Spektrallinien. Hat doch das von Sonne und Sternen zu uns gelangende Licht die unermeßliche Atmosphäre dieser Himmelskörper durchlaufen. Selbst sehr geringe Dichtigkeitsunterschiede genügen dazu, um auf dem unermeßlich langen Wege bei den stark brechbaren Strahlenarten eine merkliche Veränderung der Richtung zu bewirken. Die Lichtverteilung in den Spektren dieser Körper muß dadurch zweifelsohne einen Einfluß erfahren, was man, von bekannten Werten der Brechungsindizes, im Zusammenhang mit astronomischen Daten, ausgehend, leicht beweisen kann.

Eine weitere notwendige Folge ist, daß das Licht der Himmelskörper auf uns den Eindruck machen muß, als ob es seiner Stärke und Zusammensetzung nach veränderlich wäre, selbst wenn deren Ausstrahlungsvermögen konstant bleibt. Die Lichtarten verteilen sich ja wegen der sehr abweichenden Strahlenkrümmung, die sie in den Sternenatmosphären erfahren, in verschiedener Weise ungleichmäßig durch den Raum. Nicht nur Bewegung in dieser Atmosphäre, sondern auch die Achsendrehung der Himmelskörper verursacht daher eine Verschiebung der Ungleichmäßigkeiten in ihrem Strahlungsfeld, und dieser Vorgang offenbart sich dem Beobachter als eine Veränderlichkeit der Lichtstärke, und zwar besonders als Intensitätsveränderung in der Nähe der Spektrallinien.

Es ist nicht schwer darzutun, wie man z. B. Unregelmäßigkeiten in der Lichtverteilung auf der Sonnenscheibe und um sie herum, und weiterhin eine große Anzahl Einzelheiten, die man an den Spektren der Sonnenflecken, Protuberanzen, veränderlichen Sterne usw. wahrnimmt, wirklich ungezwungen als Folge von Strahlenbrechung auslegen kann. Es bestehen sogar Gründe dafür, in der Untersuchung der sehr ungleichmäßigen Brechung von Strahlen verschiedener Wellenlängen auch den Schlüssel für das Rätsel der sogenannten kosmischen Störungen im Zustand unserer Atmosphäre zu suchen, die mit gewissen Veränderungen im Äußeren der Sonne gleichen Schritt halten.

Wieviel Bedeutung dem Einfluß der Strahlenkrümmung im Vergleich mit dem vieler anderer Umstände zukommt, die zweifellos auch an der Erzeugung aller genannten Erscheinungen mitwirken, — dies kann nur durch genaue Untersuchung des verfügbaren Beobachtungsmaterials im Zusammenhang mit zahlreichen Experimenten entschieden werden. Auf experimentellem Wege muß festgestellt werden, bei welchen Spektrallinien mehr und bei welchen weniger Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß die Lichtverteilung in ihrer Umgebung zum großen Teil durch Strahlenbrechung bestimmt wird. Es wird vor allem wichtig sein zu wissen, wie es in dieser Hinsicht mit den Dämpfen von Elementen steht, deren Linien in den Spektren der Himmelskörper in den Vordergrund treten, wie z. B. Eisen, Titan, Kalzium, Mangan, Magnesium usw. Eine derartige Untersuchung verlangt bedeutende Hilfsmittel. Sie wird gegenwärtig vorgenommen in dem Astrophysikalischen Observatorium von Mount Wilson in Südkalifornien, einem der so reichlich ausgerüsteten und so vortrefflich geleiteten wissenschaftlichen Institute, auf die Amerika stolz sein kann.

Ich kann jedoch für diese Ausführungen aus dem Grenzgebiet unserer physikalischen Kenntnis Ihre Aufmerksamkeit nicht länger in Beschlag nehmen.

Es war meine Absicht, die Bedeutung des Energietransportes durch den Weltenraum zu skizzieren und darzutun, wie Emission und Absorption, Strahlungsgleichgewicht, Strahlungsdruck und Fortpflanzungsrichtung von den Eigenschaften des Äthers und der Elektronen beherrscht werden. Daß gegenwärtig alle diese komplizierten Erscheinungen von einem gemeinsamen Gesichtspunkt aus betrachtet werden können, ist sicherlich ein schöner Erfolg für die neuen Ideen auf physikalischem Gebiet. In diesem Ergebnis liegt auch für uns eine Aufforderung, uns durch die stets auftretenden neuen Rätsel nicht allzusehr abschrecken zu lassen.

Wenn sich nun aber die Frage erhebt, was ferner mit der uns von der Sonne zugestrahlten Energie geschieht, nachdem sie im Molekül in der Zelle, im lebenden Organismus aufgenommen worden ist, und was sie mit den Erscheinungen des Bewußtseins im Individuum und in der Gesellschaft zu tun hat, dann fängt es uns erst recht zu grausen an, — dann empfinden wir, wie unendlich viel größere und interessantere Probleme außerhalb des Bereiches des Physikers liegen. Wir begreifen, daß der Lehre vom Leben, dem Stadium von Mensch und Gesellschaft, von vielen ein höherer Charakter zuerkannt wird, als den Wissenschaften aus dem unorganisierten Reich der Natur.

Glücklicherweise steht der Wert einer Wissenschaft aber nicht in gleichem Verhältnis zu der Kompliziertheit der Probleme, mit denen sie sich befaßt. Ein besserer Maßstab ist der Erfolg, mit dem sie Vorstellungsreihen bildet, die durch ihre Jünger einmütig zur Erhöhung des Glückes der Menschheit benutzt werden können. Von diesem Gesichtspunkt aus steht die Physik sicherlich nicht auf einer niedrigen Stufe. Daß die Arbeit des Physikers die materielle Wohlfahrt erhöht hat, wird von niemand in Zweifel gezogen. Aber größeren Segen noch verbreitet die Pkysik durch ihren ethischen Wert. Verstärkt doch das Vorhandensein eines

so umfassenden Systems scharf umgrenzter Begriffe, deren logischer Zusammenhang von den Sachkundigen aller Länder der Erde gleichmäßig gefühlt und genossen werden kann, unseren Begriff von der Einheit des menschlichen Bewußtseins und unterstützt es die physikalische Auffassung, daß unser eigenes Bewußtsein einer der zeitlichen Konzentrationspunkte in einem allgemeinen ewigen psychischen Zusammenhang ist.

So bildet also das starke Gewebe der physikalischen Wissenschaft eines der Bänder, durch die wir uns als Teil einer großen Gesamtheit vereinigt fühlen.

(Aus dem Holländischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 9. April 1908.)

BESPRECHUNGEN.

H. Boruttau, Lehrbuch der medizinischen Physik. Für Studierende und Ärzte zur Ergänzung jedes Lehrbuchs der Experimentalphysik. Gr. 8. VIII u. 282 S. mit 127 Abbildungen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1908. M. 8,—, geb. M. 9,—

Dieses Buch verfolgt den Zweck, eine wirkliche — und zwar mehr „experimentelle" als „theoretische" — medizinische Physik darzustellen und ist als Ergänzung zu jedem Physikbuch gedacht, besonders zu der Experimentalphysik von Lommel, auf dessen Paragraphen durch eingeklammerte Zahlen im Text verwiesen wird. Nach einer kurzen Einleitung (9 S.), die eher die Form einer Skizze der allgemeinen Beobachtungslehre hat, wird die medizinische Physik in 7 Kapiteln behandelt, von denen 3 sich mit den Gesetzen der Mechanik beschäftigen, während Schall, Licht, Wärme und Elektrizität jedes in einem weiteren Kapitel besprochen wird. Das umfangreiche Thema ist so kurz behandelt, daß viele Leser sicherlich noch häufig die größeren Lehrbücher der Experimentalphysik zu Rate ziehen werden, jedoch kann es als ein Leitfaden, in dem man sich leicht zurechtfinden kann, vielfach von Nutzen sein. P. Heiberg.

Fr. Dessauer und B. Wiesner, Leitfaden des Röntgenverfahrens. 336 S. 113 Abbildungen und 3 Tafeln. Leipzig, Otto Nemnich. 1908. M. 10,—

Dieser Leitfaden, der für Ärzte bestimmt ist und viel benutzt wird, erscheint in seiner dritten Ausgabe, welche namentlich betreffs des therapeutischen Abschnitts deutlich die großen Fortschritte erkennen läßt, die seit dem ungefähr gleichzeitigen Erscheinen der ersten und zweiten Ausgabe vor 3 Jahren gemacht sind.

Das Buch zerfällt natürlich in einen physikalischen (50 S.), einen technischen (150 S.), und einen medizinischen Teil (100 S.); dazu kommt ein kleiner photographischer Anhang. P. Heiberg.

Annuaire pour l'an 1908, publié par la Bureau des Longitudes. Avec des notes scientifiques. 16. VI u. 160 S. Paris, Gauthier-Villars. Fr. 1.50.

Das seit 1796 alljährlich vom Bureau des Longitudes herausgegebene Jahrbuch enthält genäherte Ephemeriden von Sonne, Mond und den großen Planeten, Ephemeriden der veränderlichen Sterne, Angaben über Satelliten, Kometen und dergl., ferner eine große Zahl physikalischer und chemischer Tabellen, sowie Karten der erdmagnetischen Elemente in Frankreich. Im Anhang findet man gewöhnlich populäre Aufsätze; von den diesjährigen sei besonders hervorgehoben ein Aufsatz von Bigourdan über die Entfernung der Himmelskörper, insbesondere der Fixsterne. Das Annuaire wird vielfach von Liebhaberastronomen benutzt und ist für diesen Zweck sehr zu empfehlen. E. Przybyllok.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Dr. H. Hermann für chemische Technologie anorganischer Stoffe, an der Universität Gießen Dr. Karl Uller für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Paul Nordmeyer für Physik.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität Cambridge G. D. Liveing.

Berufen: Der a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Marburg Dr. Karl Schaum zum a. o. Professor und Vorsteher der photochemischen Abteilung am physikalisch-chemischen Institut der Universität Leipzig, der o. Professor der Astronomie an der Universität München Geheimer Hofrat Dr. Hugo v. Seeliger in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien (als Nachfolger von Edmund Weiß).

Ernannt: Dr. T. Panzer zum ord. Professor der Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Wien.

Auszeichnungen: Der Preis für Physik der Akademie der Wissenschaften zu Rom (10000 L) Prof. Battelli in Pisa, die große Liebig-Denkmünze des Vereins deutscher Chemiker Dr. Schönherr in Kristiansund für seine Arbeiten über Oxydation der Luftstickstoffe, der Lieben-Preis der Wiener Akademie der Wissenschaften Professor Dr. P. Friedländer, der Haitinger-Preis derselben Akademie Professor M. Smochulowski von Smolan in Lemberg.

Gestorben: Der Privatdozent der Physik an der Universität Berlin Dr. Erich Ladenburg, der frühere Präsident der Society of Chemical Industry Sir J. Evans in Britwall.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



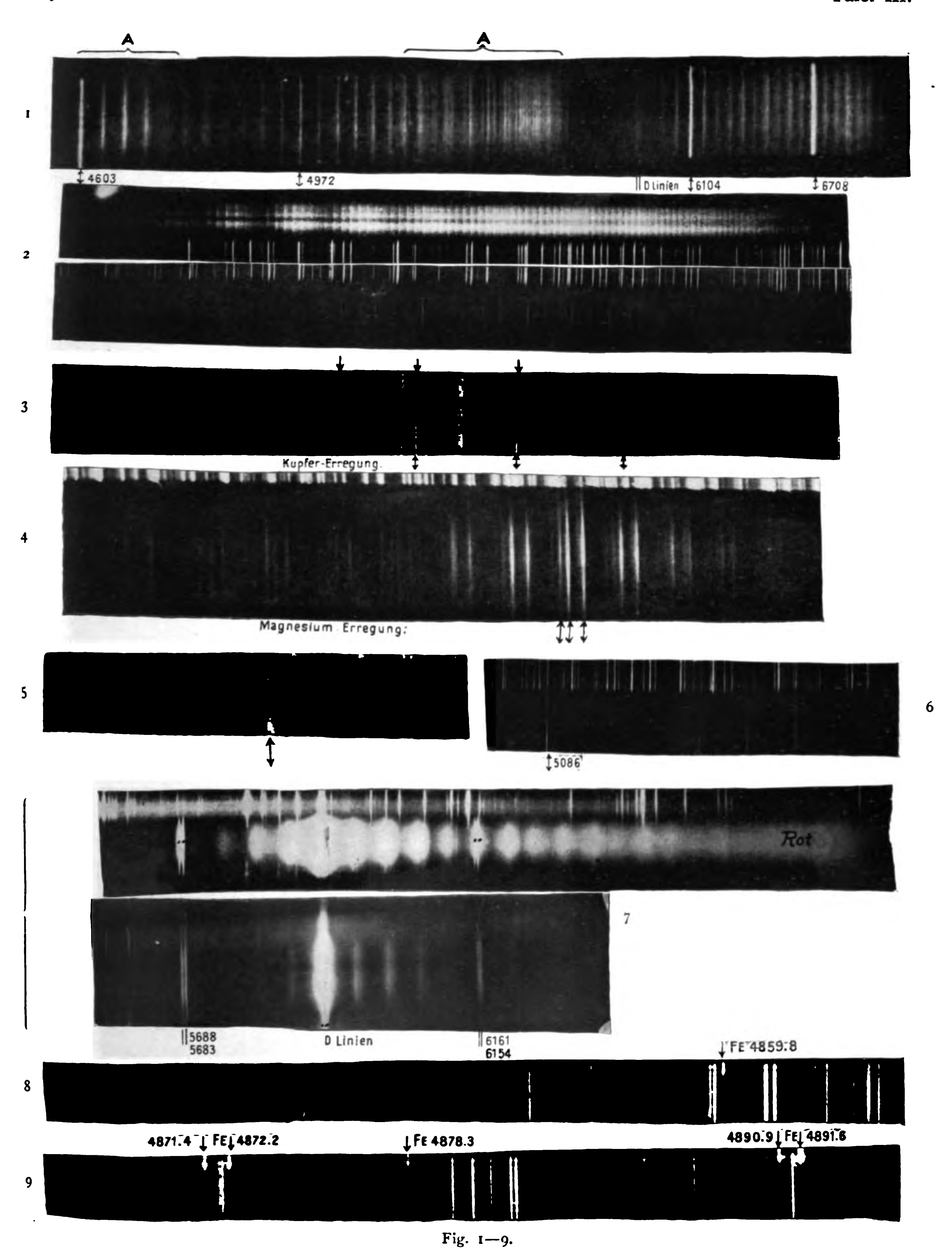

A
A
1
4603
4972
D Linien
6104
6708
2
3
Kupfer-Erregung
4
Magnesium Erregung:
5
6
5086
Rot
7
5688
5683
D Linien
6161
6154
FE 4859.8
8
4871.4
FE
4872.2
FE 4878.3
4890.9
FE
4891.6
9

Fig. 1—9.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 16 am 4. August 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Stark und W. Steubing, Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen. S. 481.
R. v. Hirsch, Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts. S. 495.
J. E. Almy, Minimum-Funkenpotentiale. S. 498.
B. B. Boltwood, Über die Lebensdauer des Radiums. S. 502.
J. C. Mc Lennan, Über die Radioaktivität von Kalium und anderen Alkalimetallen. S. 510.
G. Berndt, Chemische Reaktionen im Magnetfelde. S. 512.
L. Zehnder, Zur Richtungsbestimmung unterseeischer Schallsignale. S. 519.
W. S. Gripenberg, Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen. S. 519.

Besprechungen:

F. Nölke, Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems. S. 520.
M. Möller, Exakte Beweise für die Erdrotation. S. 520.
A. Righi u. B. Dessau, Die Telegraphie ohne Draht. 2. Aufl. S. 520.

Personalien. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen.

Von J. Stark und W. Steubing.

§ 1. Einleitung. — Die vorliegende Arbeit stellt eine Fortsetzung früherer Untersuchungen des einen von uns dar. Diese nahmen ihren Ausgangspunkt von der Hypothese[1]), daß die Absorption des Lichtes in einem Bandenspektrum von Fluoreszenz begleitet sei; die praktische Anwendung dieser Hypothese auf Benzol, das im Ultraviolett Absorptionsbanden besitzt, führte zur Auffindung der ultravioletten Fluoreszenz des Benzols. Da nach Hartley die Benzolderivate im allgemeinen Absorptionsbanden besitzen, so war zu vermuten, daß organische Substanzen, welche durch Substitution oder Kondensation vom Benzol erhalten werden, im allgemeinen auch die Fähigkeit besitzen, im sichtbaren oder ultravioletten Spektrum zu fluoreszieren. Durch die Untersuchung[2]) einer allerdings beschränkten Anzahl von Benzolderivaten wurde diese Folgerung bestätigt. Bereits in der ersten Mitteilung war ein Zusammenhang zwischen der Fluoreszenz und dem lichtelektrischen Effekt vermutet worden. Eine kürzlich erschienene Untersuchung[3]) über die Energetik und Chemie der Bandenspektra führte dann zu einer Begründung und genaueren Formulierung der zuvor nur angedeuteten theoretischen Anschauungen; es ergaben sich auf theoretischem Wege nachstehende Folgerungen.

1. Das Auftreten von Bandenabsorption unterhalb $\lambda = 0,5\,\mu$ hat zur Voraussetzung das Vorkommen gelockerter oder ungesättigter Valenzelektronen im Molekül.

2. Das Absorptionsspektrum von Valenzelektronen besteht aus Banden, die nach längeren Wellen laufen, und aus konjugierten Banden, die nach kürzeren Wellen laufen. Die Absorption von Licht in den nach längeren Wellen laufenden Banden ist von einer Fluoreszenz in diesen Banden begleitet.

3. Die Lichtemission der Fluoreszenz unterhalb $\lambda = 0,5\,\mu$ hat ihren Ursprung in dem Freiwerden von Energie bei der Wiederanlagerung gelockerter oder ungesättigter Valenzelektronen an ihre Bindungsstellen im Molekül; der Wiederanlagerung geht eine partielle oder totale Abtrennung der Elektronen von ihrem Molekül voraus. Die totale Abtrennung äußert sich in dem Auftreten des lichtelektrischen Effektes, also in dem Auftreten freier negativer Elektronen (langsamer Kathodenstrahlen) an den belichteten Substanzen. Die Fluoreszenz unterhalb $\lambda = 0,5\,\mu$ ist demnach begleitet von einer Emission negativer Elektronen.

Die vorstehenden theoretischen Folgerungen machten eine erneute experimentelle Untersuchung fluoreszierender Substanzen wünschenswert und zwar unter den Gesichtspunkten: Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und Art der Bandenabsorption, Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und lichtelektrischem Effekt. Wir haben die nachstehende Untersuchung zunächst auf organische Substanzen beschränkt, da allein bei diesen die Konstitution des Moleküls mit einiger Sicherkeit aufgeklärt ist; innerhalb der organischen Chemie haben wir vorwiegend einfach gebaute und typische Substanzen gewählt, um für theoretische Folgerungen in chemischer oder physikalischer Hinsicht nach Möglichkeit ein durchsichtiges eindeutiges Material zu schaffen. Die organischen Substanzen bieten außerdem den Vorteil, daß sie sich zumeist

1) Diese Zeitschr. 8, 81, 1907.
2) Diese Zeitschr. 8, 250, 1907.
3) Diese Zeitschr. 9, 85, 1908.

lösen und somit in geringer Konzentration zur Untersuchung bringen lassen.

Über die lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen liegen bereits vereinzelte Beobachtungen von W. Hallwachs[1]) und A. Stoletow[2]) vor; eine größere Anzahl von Substanzen hat später O. Knoblauch[3]) untersucht. Im Jahre 1898 hat G. C. Schmidt[4]) nach einem Zusammenhang zwischen der Fluoreszenz und dem lichtelektrischen Effekt gesucht; infolge ungünstiger Versuchsbedingungen (Lösung der lichtelektrisch empfindlichen Substanzen) und infolge Beschränkung auf eine geringe Anzahl von Substanzen glaubte er indes, einen Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und lichtelektrischem Effekt verneinen zu müssen. Vor nicht langer Zeit hat A. Pochettino[5]) gefunden, daß Anthrazen und Phenanthren lichtelektrisch sehr empfindlich sind.

§ 2. Methoden. — Zur Untersuchung der Fluoreszenz verwandten wir die spektrographische Methode, welche der eine von uns bereits an früherer Stelle[6]) beschrieben hat. Es wurde also die zu untersuchende Substanz vertikal von oben mit Hilfe einer Quecksilberlampe aus Quarzglas belichtet und das horizontal bei Fluoreszenz emittierte Licht in einen kleinen Quarzspektrographen geleitet. Dieser war das bereits früher verwendete Instrument, das Herr H. Hauswaldt (Magdeburg) in dankenswerter Weise dem einen von uns zur Verfügung gestellt hat. Es ist das kleine Fueßsche Modell, seine Objektive besitzen also eine Brennweite von 15 cm für *Na*-Licht. Es ist vielleicht nicht überflüssig, ausdrücklich darauf hinzuweisen, daß für die spektrographische Untersuchung der Fluoreszenz Apparate mit kleiner Dispersion und kleiner Brennweite anzuwenden sind. Denn die Fluoreszenzbanden gelöster Substanzen stellen kontinuierliche Spektralbezirke dar; bei konstanter Stärke der Fluoreszenz nimmt darum die Schwärzung der photographischen Platte rasch mit wachsender Dispersion und Brennweite ab.

Das zylindrische Gefäß aus Quarzglas, das zur Aufnahme der Substanzen diente und dicht vor den Spalt des Spektrographen gestellt wurde, hatte eine lichte Weite von 2 cm. Zur Lösung der Substanzen diente in den meisten Fällen Alkohol; Lackmus, Harnsäure, Murexid, Violursäure und violursaures Kalium wurden in Wasser, Anthrachinon und Indigo in konzentrierter Schwefelsäure, Anthrol in Benzol, Benzil in Äther gelöst. Die Konzentration wurde in den meisten Fällen so gewählt, daß 10 mg der zu untersuchenden Substanz in 25 cm³ Lösungsmittel gelöst wurden; Pyrogallol, Nitrobenzol, Azobenzol, Naphthylamin, Methylanthrazen, Triphenylmethan und Pyridin wurden außerdem bei einer 4 mal kleineren, durch Verdünnung erhaltenen Konzentration untersucht, Indigo und Lackmus bei einer unbekannten Konzentration, bei welcher die Lösungen gerade noch etwas durchsichtig waren; die drei Halogenbenzole wurden in äquimolekularen Konzentrationen, bezogen auf 10 mg Benzol in 25 cm³, untersucht. Die Expositionsdauer betrug zumeist 20 Minuten, bei einigen stark fluoreszierenden Substanzen nur 10 Minuten, bei sehr schwach oder nachweisbar überhaupt nicht fluoreszierenden Substanzen bis zu 40 Minuten.

Zur Untersuchung des lichtelektrischen Effektes diente ein Dolezaleksches Quadrantenelektrometer; dessen Nadel und eines Quadrantenpaar waren zur Erde abgeleitet, das andere Quadrantenpaar war mit der zu untersuchenden Substanz verbunden. Durch einen Paraffinschalter konnte dieses System (Quadrantenpaar-Substanz) zur Erde abgeleitet bez. isoliert werden. Der flächenhaft ausgebreiteten Substanz war in einem Abstand von 1,5 cm ein Drahtnetz gegenübergestellt; durch dieses hindurch konnte die Substanz mit Hilfe der Quarzlampe vertikal von oben belichtet werden. Das Drahtnetz war mit dem positiven Pol einer Batterie kleiner Akkumulatoren verbunden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet war. Wurden also unter dem Einfluß des Lichtes an der Oberfläche der Substanz negative Elektronen frei, so wurden diese von dem elektrischen Feld nach dem positiven Drahtnetz getrieben, so daß auf der Substanz selbst eine positive Ladung zurückblieb, die in dem Elektrometer in einer gewissen Zeit $\triangle t$ einen gewissen Ausschlag hervorbrachte. Aus dem in die entsprechende Potentialdifferenz $\triangle V$ umgerechneten Ausschlag und aus der Kapazität C des sich aufladenden Systems konnte dann der lichtelektrische Strom $i = C\frac{\triangle V}{\triangle t}$ berechnet werden als Maß für die lichtelektrische Empfindlichkeit der Substanz unter den speziellen Versuchsbedingungen.

Als Träger der Substanz mußte ein Material gewählt werden, welches einerseits selbst nicht lichtelektrisch empfindlich, andererseits leitend ist. Wir wählten als Träger eine 11 cm lange, 7 cm breite Glasplatte; um ihre Oberfläche, auf welche die zu untersuchende Substanz gebracht werden sollte, leitend zu machen, wurde sie mit einer konzentrierten wässerigen Lösung von Kalziumchlorid vor jeder Beob-

1) W. Hallwachs, Wied. Ann. **37**, 666, 1889.
2) A. Stoletow, C. R. **106**, 1593, 1888.
3) O. Knoblauch, Zeitschr. f. phys. Chem. **29**, 531, 1899.
4) G. C. Schmidt, Wied. Ann. **64**, 708, 1898.
5) A. Pochettino, Lincei Rend. **15**, 171, 1906.
6) Diese Zeitschr. **8**, 81, 1907.

achtung bestrichen, nachdem sie zuvor peinlich gereinigt worden war. An dem Rande, der Kontakt mit der Leitung zum Quadrantenpaar erhalten sollte, war die Glasplatte zweiseitig mit einem 1 cm breiten Stanniolstreifen beklebt, um einen guten Kontakt mit einem dünnen, schwach federnden Kupferdraht zu sichern, der an der Leitung zum Quadrantenpaar saß; der Stanniolstreifen wurde ebenfalls mit $CaCl_2$ bestrichen. Immer, bevor die zu untersuchende Substanz auf die Glasplatte gebracht wurde, wurde die mit $CaCl_2$ bestrichene Glasplatte auf ihre lichtelektrische Empfindlichkeit geprüft; ergab sich der lichtelektrische Strom größer als $0,3 \cdot 10^{-11}$ Amp., so wurde die Glasplatte von neuem gereinigt, mit $CaCl_2$ bestrichen und von neuem geprüft. Da wir kleinere lichtelektrische Empfindlichkeiten an den gewählten Substanzen nicht untersuchen wollten, so begnügten wir uns mit der Reinigung der Platte, wenn der lichtelektrische Strom an der unbedeckten Glasplatte kleiner als $0,3 \cdot 10^{-11}$ Amp. geworden war. Auf die gereinigte, mit $CaCl_2$ bestrichene Glasplatte wurde dann die Substanz in dünner Schicht bis auf etwa 0,5 cm Abstand vom Rand aufgestreut, oder, wenn sie flüssig war, aufgegossen.

Die lichtelektrische Zelle, in welcher die mit Substanz bedeckte Glasplatte als Kathode diente, hatte die aus der Fig. 1 leicht ersichtliche Konstruktion. Auf einer 16,7 cm langen, 8,8 cm breiten, 0,5 cm dicken Hartgummiplatte waren drei 0,3 cm dicke, 0,9 cm hohe zylindrische Bernsteinträger aufgesetzt, auf diese wurde die Glasplatte aufgelegt. Die Hartgummiplatte war ihrerseits in ein nach oben und nach vorn offenes Gehäuse aus dünnem Kupferblech eingesetzt. Auf dessen 4 Ecken konnte, isoliert durch 3 mm hohe Siegellackstützen, ein Eisendrahtnetz von $2,1 \times 2,1$ mm^2 Maschenweite aufgesetzt werden; dieses stand, wie erwähnt, mit dem positiven Pol einer Akkumulatorenbatterie in Verbindung. Über ihm in einem Abstand von 4,8 cm schwebte an einem Draht aufgehängt die Quecksilberlampe, parallel der kürzeren Seite der Glasplatte; sie hatte eine Länge von 11,5 cm, einen äußeren Durchmesser von 1,6 cm und brannte stationär mit 4 Ampere. Die hintere Wand des Gehäuses, aus Kupferblech, war durchbrochen für die Leitung zum Elektrometer. Diese wurde vermittelt durch einen mit Hilfe von Bernstein in einer Glasröhre isolierten Messingdraht; die Glasröhre war außen in Stanniol gehüllt; dieses sowie die Kupferblechhülle waren dauernd zur Erde abgeleitet.

Bei den Beobachtungen wurde in folgender Weise verfahren. Der eine Beobachter besorgte das Einlegen der Glasplatte in die Zelle und die Aufstellung der Lampe und bediente den Schalter, welcher das mit der Substanz verbundene Quadrantenpaar zu erden oder zu isolieren gestattete, und den Schalter, durch welchen an das Drahtnetz die positive Spannung gelegt werden konnte. Der andere Beobachter las die Einstellung des Elektrometers ab, setzte beim Isolieren des Quadrantenpaares eine Stoppuhr in Gang und hemmte sie, sowie der Ausschlag einen gewissen Wert erreicht hatte.

Die Skala des Elektrometers wurde in Intervallen von 12 Volt geeicht; die Kapazität des Systems Quadrantenpaar — Glasplatte wurde bei positiver Ladung des Drahtnetzes (90 Volt) nach der Methode der Ladungsteilung zu 12 cm bestimmt.

Wir haben die gewählten Substanzen mit Absicht nicht in gelöstem Zustande auf lichtelektrische Empfindlichkeit untersucht; ein Fehlen der lichtelektrischen Empfindlichkeit im gelösten Zustand beweist nämlich nicht, daß die Substanz selbst lichtelektrisch unempfindlich ist. Denn wie wir wissen, besteht der lichtelektrische Effekt in dem Austreten langsamer Kathodenstrahlen aus den absorbierenden Molekülen; treffen diese Kathodenstrahlen auf ihrem Wege fremde Moleküle, so werden sie von diesen, wenn ihre Zahl groß ist, aufgehalten und können somit nicht aus dem belichteten festen oder flüssigen Körper in den angrenzenden Gasraum austreten; es ist dann der in Wirklichkeit vorhandene lichtelektrische Effekt latent geworden. In dieser Weise können die

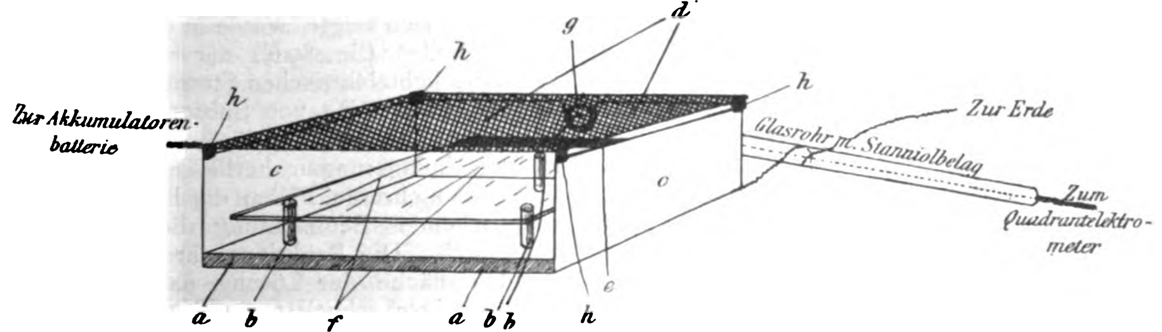


Fig. 1. *a* Hartgummi, *b* Bernsteinträger, *c* Kupferblech (Umhüllung), *d* Oxydiertes Eisendrahtnetz, *e* Stanniolstreifen auf d. Glasplatte, *f* Glasplatte, *g* Ableitung der Glasplatte zum Elektrometer, *h* Siegellackstützen.

lichtelektrisch unempfindlichen Moleküle eines Lösungsmittels die lichtelektrische Empfindlichkeit von gelösten Molekülen verdecken. Diese Schirmwirkung lichtelektrisch unempfindlicher Moleküle (H_2O, $CaCl_2$) haben wir benutzt, um an dem verwendeten Glasplattenträger den lichtelektrischen Effekt des Stanniolstreifens zu verdecken; sie machte sich auch bei der Untersuchung der Benzolsulfosäure geltend. Obwohl nämlich diese Substanz aus Analogie zu anderen Benzolderivaten lichtelektrisch empfindlich sein muß, erhielten wir an ihr keinen lichtelektrischen Strom; sie ist nämlich hygroskopisch und bedeckte sich beim Aufbringen auf die Platte rasch mit einer Wasserhaut und diese schirmte dann die lichtelektrischen Kathodenstrahlen der Benzolsulfosäuremoleküle ab.

§ 3. Grenzen und Fehlerquellen der Untersuchung. — Die vorliegende Untersuchung hat zum Gegenstand die Absorption und Fluoreszenz unterhalb $\lambda = 0,5\,\mu$ in theoretischer und experimenteller Hinsicht; der Nachweis der Fluoreszenz wird darum nicht in das ultrarote Spektrum hinein ausgedehnt; da wir keine sensibilisierten Films verwendeten, so reicht in unserer Untersuchung der Nachweis der Fluoreszenz in der Richtung längerer Wellen nur bis ungefähr $0,51\,\mu$. In der Richtung kürzerer Wellen liegt die Grenze sowohl für den Nachweis der Fluoreszenz als auch für die sie erregenden Wellenlängen bei ungefähr $0,25\,\mu$. Für die Photographie kleinerer Wellenlängen ist nämlich der von uns verwendete Spektrograph ungeeignet. Und was die Erzeugung der Fluoreszenz und des lichtelektrischen Effekts betrifft, so sind die vom Quecksilberlichtbogen unterhalb $0,25\,\mu$ emittierten Linien nur wenig intensiv. Wenn also im nachstehenden von einer Substanz gesagt wird, daß ihre Fluoreszenz oder lichtelektrische Empfindlichkeit Null oder gering ist, so bezieht sich dies lediglich auf absorbierte oder emittierte Wellenlängen in dem spektralen Gebiet von 0,25 bis $0,5\,\mu$. Es ist sehr wohl möglich, daß die Substanz fluoresziert und den lichtelektrischen Effekt zeigt, wenn sie mit Licht kleinerer Wellenlänge bestrahlt wird.

Die Empfindlichkeit unserer spektrographischen Methode zum Nachweis der Fluoreszenz im Gebiet $0,25—0,5\,\mu$ kann als ziemlich groß bezeichnet werden. Im Blau und Violett wird der verwendete Spektrograph bereits nach einer Exposition von 10 Minuten dem Auge überlegen. Durch eine Expositionsdauer von 30 bis 45 Minuten lassen sich also mit seiner Hilfe auch ganz schwache Intensitäten der Fluoreszenz nachweisen; immerhin aber hat die Empfindlichkeit der Methode eine Grenze und bei gewissen Substanzen, z. B. bei Benzolderivaten mit fremden Chromophoren, bei denen wir eine Fluoreszenz nicht beobachteten, mag in Wirklichkeit trotzdem eine sehr schwache Fluoreszenz vorhanden sein.

Empfindlicher als die spektralanalytische Methode zum Nachweis der Fluoreszenz ist die von uns verwendete elektrometrische Methode zum Nachweis der lichtelektrischen Empfindlichkeit. Bezogen auf unsere Versuchsbedingungen, liegt ihre untere Grenze bei einer lichtelektrischen Stromstärke von $0,3 \cdot 10^{-11}$ Amp. Diese Grenze wird nicht gesetzt durch die mögliche Genauigkeit der Messung der Potentialdifferenz $\triangle V$ und der zugehörigen Zeit $\triangle t$, sondern durch die merkbare Empfindlichkeit der die Substanz tragenden Glasplatte und durch die Reinheit der untersuchten Substanzen. Die lichtelektrische Empfindlichkeit kann nämlich bereits durch Spuren fremder Substanzen gefälscht werden, deren Nachweis auf chemischem Wege nicht mehr möglich ist.

Sämtliche untersuchten Substanzen mit Ausnahme des Diacetyls, das von Kahlbaum in Berlin geliefert wurde, wurden von Schuchardt in Görlitz bezogen und zwar in dem reinsten Zustande, in dem sie zu haben waren. Es mag wohl sein, daß bei mehreren Substanzen bereits anfänglich vorhandene Verunreinigungen Störungen verursachten, insbesondere die lichtelektrische Empfindlichkeit zu groß erscheinen ließen. Von größerem Einfluß ist indes zweifellos bei einer Reihe von Substanzen die Verunreinigung durch chemische Reaktionen bei der Belichtung gewesen. Wir stellen im folgenden die Substanzen zusammen, bei denen uns eine Veränderung infolge der Belichtung aufgefallen ist.

Bei der Untersuchung der ungelösten Substanzen auf ihre lichtelektrische Empfindlickkeit wurde der lichtelektrische Strom an Phloroglucin und Azobenzol mit der Zeit rasch größer, an Chinon, Nitronaphthalin, Anthrol, Diphenylmethan, Pararosanilin, Resazurin rasch kleiner. Diese schnelle Änderung der lichtelektrischen Empfindlichkeit infolge der Belichtung ist wohl auf eine chemische Umlagerung an der bestrahlten Oberfläche zurückzuführen. Wo diese zeitliche Änderung sich zeigte, wurde in den nachstehenden Tabellen (S. 489 ff.) nur der anfängliche Wert des lichtelektrischen Stromes mitgeteilt.

Bei einer Reihe von Substanzen führte die Belichtung auch im gelösten Zustande chemische Umlagerungen herbei und machte dadurch in mehreren Fällen die längere Zeit beanspruchende Beobachtung der Fluoreszenz unmöglich. Die Reaktion schreitet dabei von der Oberfläche der Lösung nach unten mehr oder weniger schnell fort. So wird Indigo in schwefelsaurer Lösung in eine grün fluoreszierende Verbindung, Anthrachinon ebenfalls

in schwefelsaurer Lösung in eine rotgelbe, braunrot fluoreszierende Verbindung übergeführt. In alkoholischer Lösung bräunt sich Jodbenzol langsam bei ultravioletter Belichtung, sehr rasch wird Hydrazobenzol zu Azobenzol oxydiert, wie aus der schnell eintretenden Gelbfärbung der anfänglich farblosen Lösung zu schließen ist. Aus der Art des Fluoreszenzspektrums ist ferner bei Chinon, Anthrol, Methylanthrazen, Phenanthren eine chemische Veränderung infolge der ultravioletten Belichtung zu folgern, wie weiter unten noch näher ausgeführt werden wird.

Wie zahlreich und mannigfaltig die chemischen Wirkungen des Lichtes auf organische Substanzen sind, lehren die ausgedehnten und systematischen Untersuchungen von G. Ciamician und P. Silber[1]), und kürzlich hat H. Thiele[2]) interessante Beobachtungen über chemische Wirkungen des ultravioletten Quecksilberlichtes mitgeteilt.

Der Umstand, daß chemische Reaktionen infolge der ultravioletten Belichtung die chemische Definition der untersuchten Substanzen in Frage stellen, ist der unvermeidlich wunde Punkt der vorliegenden Untersuchung. Durch sie büßen die für eine einzelne Substanz gewonnenen Resultate erheblich an Beweiskraft in theoretischer Hinsicht ein. Eine Erkenntnis von Gesetzmäßigkeiten in der Beziehung zwischen Konstitution, Fluoreszenz und lichtelektrischer Empfindlichkeit wird nur durch eine Häufung von einzelnen Beobachtungen zu gewinnen sein.

In diesem Zusammenhang seien folgende Bemerkungen eingeschaltet. Da unterhalb $\lambda = 0,25\,\mu$ die chemische Wirkung des ultravioletten Lichtes noch intensiver ist als oberhalb dieser Wellenlänge, so häufen sich für eine Untersuchung der Fluoreszenz und lichtelektrischen Empfindlichkeit unterhalb $\lambda = 0,25\,\mu$ die Schwierigkeiten vor allem auch durch schwer kontrollierbare chemische Reaktionen, abgesehen von dem unterhalb $0,186\,\mu$ kaum zu überwindenden Hindernis, daß alle Substanzen undurchlässig werden. Ferner dürften chemische Reaktionen eine Rolle spielen bei der Untersuchung der Fluoreszenz niedrig temperierter Körper; die niedrige Temperatur begünstigt nämlich die Ansammlung labiler Neubildungen infolge der ultravioletten Bestrahlung. Diese vom Licht gebildeten Verunreinigungen können fluoreszieren, während der unveränderten Substanz das Fluoreszenzvermögen fehlen mag. Es ist nicht ausgeschlossen, daß hierin die Erklärung der Beobachtung von E. F. Nichols und E. Merritt[1]) zu suchen ist, daß mehrere organische Substanzen der aliphatischen Reihe bei -186^0 bei Bestrahlung mit dem Lichte eines Funkens zwischen Magnesiumpolen fluoreszieren.

Endlich ist noch der relative Wert unserer Angaben über die Intensität der Fluoreszenz und die Stärke des lichtelektrischen Stromes zu charakterisieren. Wie der eine von uns bereits an früherer Stelle dargelegt hat, leidet der Vergleich der Fluoreszenzintensitäten zweier Substanzen im allgemeinen an dem Mangel, daß er nicht auf die gleiche Menge absorbierten Lichtes bezogen werden kann. Dies ist immer dann der Fall, wenn die Absorptions- und Fluoreszenzspektren in ihrer spektralen Lage differieren. In der Regel absorbiert dann diejenige Substanz, deren Fluoreszenzspektrum weiter nach Ultraviolett zu liegt, weniger Licht als die andere Substanz; die Beobachtung mag für sie direkt eine geringere Intensität liefern und doch kann sie bei Absorption einer gleich großen Lichtmenge intensiver als die andere Substanz fluoreszieren. An dem gleichen Mangel leidet ein Vergleich der von uns angegebenen lichtelektrischen Stromstärken; auch sie stellen die direkt erhaltenen Werte dar für verschiedene Mengen absorbierten Lichtes. Ferner kommen bei ihnen relative Fehler bis zu 30 Proz. aus dem Grunde vor, daß nicht bei allen Substanzen die auf die Glasplatte ausgebreitete Schicht die gleiche Ausdehnung und Oberflächenbeschaffenheit besaß. Doch dürfte diese Unsicherheit weniger ins Gewicht fallen als die unkontrollierbare Variation der Menge absorbierten Lichtes von Substanz zu Substanz. Bei einigen leicht flüchtigen Substanzen, so bei Benzol, Pyridin und den Xylolen, wurde die Beobachtung des lichtelektrischen Stromes aus folgendem Grunde überhaupt unmöglich. Ist der Druck des von einer Substanz entwickelten Dampfes schon bei Zimmertemperatur oberhalb des Eisendrahtnetzes groß, so wird das von der Lampe kommende wirksame Licht bereits vor dem Netz außerhalb der lichtelektrischen Zelle absorbiert, so daß in dieser selbst kein lichtelektrischer Effekt oder ein zu kleiner wahrgenommen wird.

Aus den vorstehenden Darlegungen folgt, daß der relative quantitative Vergleich der Fluoreszenz und der elektrischen Empfindlichkeit der von uns untersuchten Substanzen nur auf die Größenordnung sich beziehen kann und daß bei der theoretischen Verwertung des einzelnen Resultates stets auf die mögliche Unsicherheit der chemischen Beschaffenheit und

1) G. Ciamcian u. P. Silber, Mem. Accad. Bologna 5) **9**, 569, 1901; (5) **10**, 275, 1903; (6) **1**, 27, 1904; (6) **3**, 5, 1906; (6) **4**, 3, 1906; Rend. Lincei **16**, 825, 1907; **17**, 79, 576, 1908.

2) H. Thiele, Chem. Ber. **40**, 4914, 1908.

1) E. F. Nichols u. E. Merritt, Phys. Rev. **18**, 355, 1904; Jahrb. d. Rad. u. El. **2**, 154, 1905.

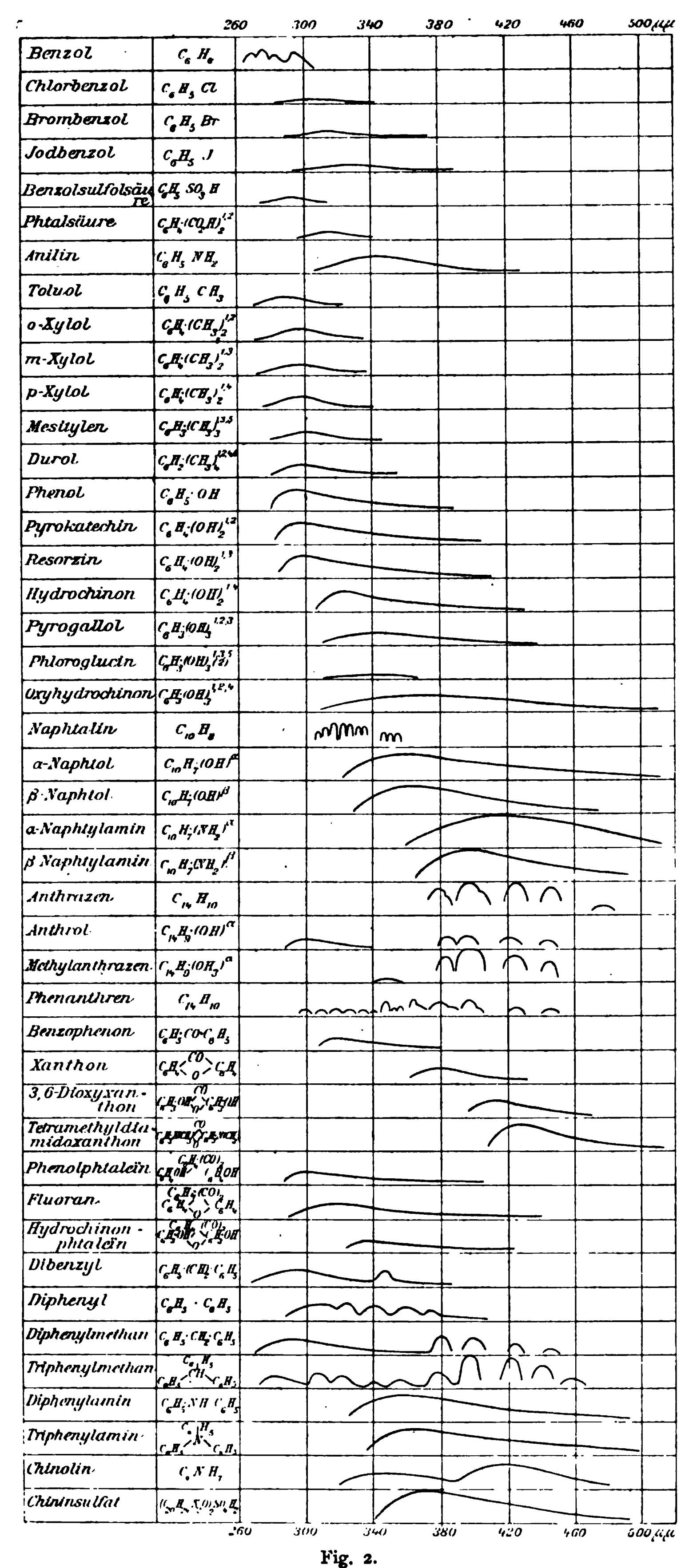


Fig. 2.

auf die Grenzen unserer Untersuchung Rücksicht genommen werden muß.

§ 4. **Die Fluoreszenz von Benzolderivaten ohne fremden Chromophor.** — Nach den Untersuchungen von W. N. Hartley besitzen Benzol und seine Derivate, die den unveränderten Benzolring enthalten, im Ultraviolett Absorptionsbanden, die nach längeren Wellen abschattiert sind; es ist demnach zu erwarten, daß die Absorption des Lichtes in den ultravioletten Banden des Benzols und seiner Derivate von einer Fluoreszenz begleitet ist. Bei der Prüfung dieser Folgerung sind zwei Fälle zu unterscheiden. Erstens ist der einfache Fall zu untersuchen, daß das Benzolderivat außer dem „Chromophor", den der Benzolring selbst darstellt, nicht noch einen fremden Chromophor als Substituenten für Wasserstoffatome enthält. Zweitens ist der kompliziertere Fall möglich, daß das Benzolderivat noch einen fremden substituierten Chromophor enthält. Und bevor die für diesen zweiten Fall erhaltenen Resultate diskutiert werden, ist der dritte Fall zu untersuchen, daß eine organische Substanz nicht den Benzolring, sondern allein eine chromophore Atomgruppe enthält.

In diesem Abschnitt ist zunächst der erste Fall behandelt. In der Figur 2 sind graphisch die Resultate dargestellt, welche wir über die Fluoreszenz von Benzolderivaten gewonnen haben, die keinen fremden Chromophor enthalten. Horizontal sind die Wellenlängen in $\mu\mu$ der spektrographisch beobachteten Fluoreszenzspektren eingetragen, vertikal in einem willkürlichen Maß die geschätzten Intensitäten der Fluoreszenz. Aus der früheren Untersuchung (J. Stark u. R. Meyer) sind in die Figur die Resultate für Phtalsäure, Benzophenon, Xanthon, 3,6-Dioxyxanthon, Tetramethyldiamidoxanthon, Phenolphtalein, Fluoran und Hydrochinonphtalein übernommen. Aus der verallgemeinernden Diskussion der Resultate haben Anthrol und Methylanthrazen auszuscheiden. Aus der Identität ihrer Fluoreszenzbanden mit denjenigen des Anthrazens ist zu folgern, daß sie durch die ultraviolette Bestrahlung zum Teil

in Anthrazen übergeführt wurden; in der Tat wurde bei diesen Substanzen während der Exposition eine starke Änderung der Fluoreszenzintensität wahrgenommen. Auch Phenanthren zeigt geschwächt die Anthrazenbanden neben anderen offenbar ihm eigentümlichen Banden; es ist darum zu vermuten, daß es durch die Bestrahlung zu einem kleinen Bruchteil in das isomere Anthrazen übergeführt wird.

Die Angabe des Fluoreszenzspektrums für Phlorogluzin müssen wir als fraglich bezeichnen; nur in einigen Aufnahmen erschien eine schwache Andeutung einer Fluoreszenz, in anderen Aufnahmen fehlte indes diese Andeutung. Das Fehlen einer Fluoreszenz bei Phlorogluzin dürfte daraus zu erklären sein, daß das untersuchte Präparat in Alkohol bei Belichtung nicht die Benzolkonstitution besaß. In der Tat ist bekannt, daß Phlorogluzin in einigen Reaktionen nicht wie ein Benzolderivat, sondern wie ein Triketon (1-, 3-, 5-Triketohexamethylen) sich verhält.

Nach diesen Bemerkungen seien im nachstehenden die Gesetzmäßigkeiten zusammengestellt, welche sich aus der Figur 2 ablesen lassen. Benzol und seine Derivate ohne fremden Chromophor besitzen Fluoreszenzbanden, welche ebenso wie die zugehörigen Absorptionsbanden in der Richtung von kleineren nach größeren Wellenlängen laufen. Die kleinsten Wellenlängen besitzt das Fluoreszenzspektrum des mit 6 Wasserstoffatomen verbundenen Benzolringes von 6 Kohlenstoffatomen. Das Fluoreszenzspektrum dieses Benzolringes wird in der Richtung nach längeren Wellen verschoben durch Substitution für eines oder mehrere Wasserstoffatome, durch Kondensation (z. B. Naphtalin) oder Koppelung (z. B. Triphenylmethan) zweier oder mehrerer Benzolringe. Die Verschiebung wächst mit der Zahl der Substitutionen, aber langsamer als die Proportionalität ergeben würde. Das Verschiebungsgesetz gilt nicht bloß für den einfachen Benzolring, sondern auch für kondensierte oder gekoppelte Benzolringe; auch deren Spektrum wird weiter nach längeren Wellen verschoben, wenn an ihnen für ein oder mehrere Wasserstoffatome andere Atome oder Atomgruppen substituiert werden (z. B. Naphtalin und Naphtylamin, Xanthon und Tetramethyldiamidoxanthon). Die verschiebende Wirkung verschiedener substituierter Atomgruppen oder Atome ist ungleich groß. Von den untersuchten Gruppen verschiebt am wenigsten die Methyl-Gruppe (CH_3), am meisten die Amidogruppe (NH_2), in der Mitte zwischen beiden steht die Hydroxylgruppe (OH). Die drei Halogene Cl, Br und J verschieben das Fluoreszenzspektrum des Benzols um so mehr, je größer ihr Atomgewicht ist.

Benzol und seine Kondensationsprodukte (Naphtalin, Anthrazen und Phenanthren) besitzen ein Fluoreszenzspektrum, das aus einzelnen Banden besteht; einzelne Banden kommen auch im Spektrum von Benzolringen vor, die direkt (Diphenyl) oder durch Vermittelung von CH_2-CH_2, von CH_2 oder CH miteinander verkoppelt sind; diese letzteren Substanzen besitzen aber außerdem noch weiter im Ultraviolett einen kontinuierlichen Absorptionsstreifen. Indem für Wasserstoff ein anderes Element oder eine Atomgruppe substituiert wird oder indem Benzolringe durch andere Atome als C und H verkoppelt werden, werden die einzelnen Fluoreszenzbanden zu einem breiten kontinuierlichen Fluoreszenzstreifen zusammengeschmolzen. Einführung eines fremden Atomes in den Benzolring (heterozyklischer Ring) macht die einzelnen Fluoreszenzbanden ebenfalls in einem breiten Streifen verschwinden (z. B. Naphtalin, Chinolin).

Bemerkt sei noch, daß wir bei Pyridin oberhalb $\lambda = 0{,}26\ \mu$ keine Fluoreszenz nachzuweisen vermochten.

§ 5. Mangel der Fluoreszenz bei Substanzen mit einem Chromophor[1]) ohne

1) Anmerkung. — In einer früheren Mitteilung (diese Zeitschr. 9, 85, 1908; Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 124, 1908) habe ich dargelegt, daß das Auftreten von Bandenspektren unterhalb von $\lambda = 0{,}5\ \mu$ auf die Gegenwart gelockerter Valenzelektronen zurückzuführen ist, und zwar wurde diese Beziehung speziell am Beispiel des Benzolringes diskutiert. Da in der vorliegenden Untersuchung außer dem Benzolring auch andere Chromophore eine Rolle spielen, so seien hier folgende allgemeine Bemerkungen über die Chromophore zur Ergänzung nachgetragen.

Als Chromophore werden in der Regel Atomgruppen bezeichnet, deren Anwesenheit in einem Molekül das Auftreten von Absorption im sichtbaren Spektrum bedingt; im nachstehenden wird indes auch das Ultraviolett in die Diskussion einbezogen; es werden also auch solche Atomgruppen Chromophore genannt, deren Absorptionsbanden im Ultraviolett liegen. Wie erinnert sei, wurde in der früheren Mitteilung zur Darstellung der Sättigung eines Elektrons durch ein fremdes Atom das Zeichen —➝, zur Darstellung der Lockerung eines Elektrons das Zeichen —o eingeführt. Mit Hilfe dieser Zeichen sind im nachstehenden die bekanntesten Chromophore dargestellt, und zwar am Anfang einer jeden Reihe die Chromophore ohne Angabe über die spezielle Bindung der gesättigten Valenzen und daneben einzelne Spezialfälle der Bindung der gesättigten Valenzen, wobei B_z den Benzolring bedeutet.

Gemäß der Darstellung in Fig. 3 sind die Chromophore Verbindungen von mindestens zwei mehrwertigen Atomen mit je einem gelockerten Valenzelektron. Das Auftreten von mindestens zwei gelockerten Valenzelektronen in dem Molekül ist eine notwendige Folgerung der Theorie. Denn eine Lockerung eines Valenzelektrons durch den Aufbau eines Moleküls kommt dadurch zustande, daß das eine Elektron ein anderes und somit beide sich wechselseitig abstoßen und von ihrer positiven Atmosphäre sich forttreiben. Außer je einem gelockerten Valenzelektron besitzt ein jedes Atom des Chromophors noch ein, zwei oder drei gesättigte Valenzelektronen; durch diese beteiligt es sich am Aufbau des Moleküls. Hierbei können die zwei Atome des Chromophors sich direkt aneinander binden oder sie können indirekt durch eine einzelne Atomgruppe oder ringartig (Benzol) durch mehrere andere Atomgruppen miteinander verbunden werden. In demselben Molekül können gleichzeitig mehrere gleichartige oder verschiedenartige Chromophore vorkommen; so läßt sich der Benzolring als eine zyklische Verbindung dreier Äthylengruppen auffassen. Der Zwang, der auf die gelockerten Valenzelektronen des

den Benzolring. — Bedauerlicherweise sind nur wenige Substanzen, welche einen Chromophor ohne den Benzolring enthalten, käuflich zu haben. Wir mußten darum unsere Untersuchung auf eine kleine Zahl derartiger Substanzen beschränken. Salpetersäure enthält den Chromophor NO_2, Diacetyl den Chromophor $CO \cdot CO$. Beide Substanzen besitzen Absorptionsbanden, die in der Richtung nach kürzeren Wellen laufen. Wie der eine von uns bereits mitgeteilt hat[1]), ist es ihm trotz variierter Bemühung nicht gelungen, bei diesen Substanzen eine Fluoreszenz bei Bestrahlung mit dem *Hg*-Lichtbogen nachzuweisen.

Harnsäure, Murexid und Violursäure besitzen ebenfalls Chromophore und darum im ultravioletten bez. sichtbaren Spektrum Absorptionsbanden; und zwar laufen diese, soweit darüber Angaben[2]) vorliegen, nach kürzeren

Chromophors ausgeübt wird, rührt her von der räumlichen Konfiguration oder Konstitution des Moleküls; die Arbeit der Lockerung der Elektronen wird von der Sättigung der übrigen Valenzelektronen des Moleküls geleistet. Die Lockerung der

Nitrogruppe — Carbonylgruppe — Azogruppe — Äthylengruppe — Benzolring — Nitrosogruppe — Azoxygruppe — Thiocarbonylgruppe

Fig. 3.

zwei Valenzelektronen des Chromophors ist darum eine Funktion der ganzen Konfiguration oder Konstitution des Moleküls.

Nun hängt nach den früheren Darlegungen die Lage des Bandenspektrums gelockerter Valenzelektronen von der Größe der Lockerung ab und zwar rückt der Anfang des Bandenspektrums nach um so größeren Wellenlängen, je größer die Lockerung ist. Ist die Lockerung nur gering, so liegen die nach längeren Wellen abschattierten Banden wahrscheinlich im unzugänglichen Ultraviolett, im sichtbaren oder zugänglichen ultravioletten Spektrum liegen die nach kürzeren Wellen abschattierten Banden, für welche die Lichtabsorption nicht von Fluoreszenz begleitet ist. Durch Vergrößerung der Lockerung kann das Absorptionsspektrum so weit verschoben werden, daß die nach längeren Wellen abschattierten Banden im zugänglichen ultravioletten oder sichtbaren Spektrum erscheinen, während die in entgegengesetzter Richtung laufenden Banden ins Ultrarot gerückt sind. Eine derartig weitgehende Lockerung der Valenzelektronen und Verschiebung ihres Bandenspektrums hat beispielsweise durch die Häufung der Äthylengruppen in der zyklischen Verbindung des Benzolringes statt.

Die zunächst rein empirisch gefundenen Gesetzmäßigkeiten in der Beziehung zwischen Konstitution und Absorptionsspektrum unterhalb $\lambda = 0{,}5\,\mu$ bei den Chromophoren speziell bei Benzol lassen sich leicht theoretisch aus dem Prinzip der Lockerung von Valenzelektronen ableiten. Der Einfluß der Substitution erklärt sich folgendermaßen. Wasserstoff besitzt, verglichen mit den übrigen Elementen oder mit Atomgruppen, das kleinste Atomvolumen; wird es darum am Benzolring durch ein anderes Element oder eine Atomgruppe ersetzt, so werden die dem Substitutionsorte zunächst gelegenen gelockerten Valenzelektronen um einen gewissen Betrag von diesem Orte weggedrängt; indem sie sich dabei wechselseitig abstoßen, nimmt ihre Lockerung zu und infolgedessen wird ihr Spektrum nach längeren Wellen verschoben. Werden bei einer Bisubstitution die gelockerten Elektronen von zwei einander diagonal gegenüberliegenden Stellen aus fortgedrängt, so ist aus räumlichen Gründen ihre Lockerung stärker, als wenn sie von zwei benachbarten Stellen aus fortgedrängt werden; aus diesem Grunde ist das Spektrum des Para-Derivats weiter nach längeren Wellen verschoben als dasjenige des Ortho- und Meta-Derivats. Ähnlich erklärt sich, warum bei Naphtalin die α-Substitution das Spektrum stärker verschiebt als die β-Substitution.

Werden zwei Benzolringe in einem Molekül zusammengekoppelt wie in den Phenylbenzolen, dann üben die gelockerten Valenzelektronen des einen Ringes auf diejenigen des anderen bei der Annäherung eine abstoßende Kraft aus, infolgedessen tritt eine wechselseitige Lockerung der Elektronen ein und somit eine Verschiebung ihres Spektrums nach längeren Wellen; die Verschiebung ist hierbei um so größer, je kleiner der Abstand der gekoppelten Benzolringe ist (Dibenzyl, Diphenyl). Über die elektrische wechselseitige Wirkung der gelockerten Valenzelektronen zweier Ringe lagert sich noch die sterische Wirkung der Substitution.

Da die Kondensation zweier oder mehrerer Benzolringe ihre sich wechselseitig abstoßenden gelockerten Valenzelektronen einander noch näher bringt als die Koppelung, so verschiebt sie das Spektrum besonders weit und zwar um so weiter, je mehr Ringe kondensiert werden und je dichter ihre relative Lagerung im Molekül ist (Phenanthren, Anthrazen).

Die wechselseitige Wirkung eines Benzolringes und eines fremden Chromophors auf die Verschiebung ihrer Absorptionsspektren ist zum Teil sterischer Natur (Substitution), überwiegend aber elektrischer Natur. Ähnlich wie bei zwei gekoppelten Benzolringen stoßen sich die gelockerten Valenzelektronen des Chromophors und diejenigen des Benzolringes bei der Zusammenkoppelung in einem Molekül ab, so daß sowohl das Spektrum des Ringes wie dasjenige des Chromophors nach längeren Wellen verschoben wird. In der Tat rücken die Absorptionsbanden der Chromophore am weitesten nach Rot durch die Koppelung mit Benzolringen und andererseits beobachten wir grüne, gelbe und rote Fluoreszenz an Benzolderivaten, die einen Chromophor enthalten.

Da bei der Lockerung der Valenzelektronen Engerie im Molekül latent wird, so bedeutet Zunahme der Lockerung Zunahme des Energieinhaltes eines Moleküls. So erklärt sich die Tatsache (vgl. H. Ley, Zeitschr. f. angew. Chem. **20**, 1303, 907), daß von zwei farbigen stereoisomeren Formen diejenige eine weiter nach Rot zu liegende Absorption hat, welche labil ist, also den größeren Energieinhalt hat.

Wenn die gelockerten Valenzelektronen des Chromophors durch Anlagerung positiver Sphären von fremden Atomen in gesättigte übergeführt werden, so verschwindet abrupt das Absorptionsspektrum des Chromophors (z. B. Chinon—Hydrochinon, Azobenzol—Hydrazobenzol, Indigoblau—Indigoweiß, Benzol—Hexahydrobenzol). J. Stark.

1) Diese Zeitschr. **9**, 356, 1908.

2) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **51**, 154, 1887.

Tabelle I.

Substanz		Intensität d. Fluoreszenz	Lichtelektrischer Strom in 10^{-11} Ampere
Benzol	C_6H_6	mäßig	nicht beobachtbar
Chlorbenzol	$C_6H_5 \cdot Cl$	schwach	„ „
Brombenzol	$C_6H_5 \cdot Br$	„	0,6 (zu klein)
Jodbenzol	$C_6H_5 \cdot J$	„	0,6 (zu klein)
Benzolsulfosäure	$C_6H_5 \cdot SO_3H$	„	nicht beobachtbar
Anilin	$C_6H_5 \cdot NH_2$	sehr stark	14
Toluol	$C_6H_5 \cdot CH_3$	mäßig	nicht beobachtbar
Ortho-Xylol	$C_6H_4 \cdot (CH_3)_2{}^{1,2}$	„	„ „
Meta-Xylol	$C_6H_4 \cdot (CH_3)_2{}^{1,3}$	„	„ „
Para-Xylol	$C_6H_4 \cdot (CH_3)_2{}^{1,4}$	„	„ „
Mesitylen	$C_6H_3 \cdot (CH_3)_3{}^{1,3,5}$	„	1,4 (zu klein)
Durol	$C_6H_2 \cdot (CH_3)_4{}^{1,2,4,5}$	stark	2,4
Phenol	$C_6H_5 \cdot OH$	sehr stark	2,3
Pyrokatechin	$C_6H_4 \cdot (OH)_2{}^{1,2}$	stark	3,3
Resorzin	$C_6H_4 \cdot (OH)_2{}^{1,3}$	„	3,3
Hydrochinon	$C_6H_4 \cdot (OH)_2{}^{1,4}$	sehr stark	4,3
Oxyhydrochinon	$C_6H_3 \cdot (OH)_3{}^{1,2,4}$	„ „	18
Phlorogluzin	$C_6H_3 \cdot (OH)_3{}^{1,3,5}$	sehr schwach	3,9
Pyrogallol	$C_6H_3(OH)_3{}^{1,2,3}$	mäßig	12,4
Naphtalin	$C_{10}H_8$	„	1,2
α-Naphtol	$C_{10}H_7 \cdot (OH)^{\alpha}$	sehr stark	7,2
β-Naphtol	$C_{10}H_7 \cdot (OH)^{\beta}$	„ „	10,6
α-Naphtylamin	$C_{10}H_7 \cdot (NH_2)^{\alpha}$	„ „	15,6
β-Naphtylamin	$C_{10}H_7 \cdot (NH_2)^{\beta}$	„ „	8,9
Anthrazen	$C_{14}H_{10}$	„ „	12,5
Anthrol	$C_{14}H_9 \cdot (OH)^{\alpha}$	stark	2,7
Methylanthrazen	$C_{14}H_9 \cdot (CH_3)$	sehr stark	15,6
Phenanthren	$C_{14}H_{10}$	„ „	8,2
Dibenzyl	$C_6H_5 \cdot (CH_2)_2 \cdot C_6H_5$	mäßig	2,2
Diphenyl	$C_6H_5 \cdot C_6H_5$	sehr stark	7,6
Hydrazobenzol	$C_6H_5 \cdot (NH)_2 \cdot C_6H_5$	nicht beobachtbar	11,3
Diphenylamin	$C_6H_5 \cdot NH \cdot C_6H_5$	sehr stark	17
Triphenylamin	$N \begin{cases} C_6H_5 \\ C_6H_5 \\ C_6H_5 \end{cases}$	„ „	22
Diphenylmethan	$C_6H_5 \cdot CH_2 \cdot C_6H_5$	„ „	17
Triphenylmethan	$CH \begin{cases} C_6H_5 \\ C_6H_5 \\ C_6H_5 \end{cases}$	„ „	9,9
Chinolin	C_9H_7N	stark	8,8
Chininsulfat	$(C_{20}H_{24}N_2O_2)_2SO_4H_2$	sehr stark	1,1

Wellen. Bei diesen Substanzen, sowie bei violursaurem Kalium konnten wir nun ebenfalls in den Grenzen unserer Untersuchung keine Fluoreszenz nachweisen.

Daß die nach kürzeren Wellen laufenden Absorptionsbanden der sogenannten Chromophore (vgl. die Anmerkung) kein Fluoreszenzvermögen besitzen, geht übrigens auch daraus hervor, daß die Farbstoffe, welche Benzolderivate sind und einen Chromophor enthalten, in der Nähe der Absorptionsbande des Chromophors keine Fluoreszenz zeigen (vgl. § 7 und H. S. Uhler and R. W. Wood, Atlas of absorption spectra, Carnegie Institution, Washington 1907).

§ 6. Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und lichtelektrischem Effekt. — In der nachstehenden Tabelle I ist für eine Reihe von Benzolderivaten ohne fremden Chromophor die Intensität der Fluoreszenz in einer fünfstufigen Skala, und daneben die Stärke des lichtelektrischen Stromes, bezogen auf unsere Versuchsbedingungen, angegeben, soweit eine Beobachtung der Fluoreszenz bez. des lichtelektrischen Effektes möglich ist. Dieser konnte beispielsweise bei Benzol und den Xylolen infolge der starken Verdampfung dieser Flüssigkeiten (vgl. § 3) nicht beobachtet werden; aus der Analogie zu dem Verhalten der übrigen Substanzen ist indes mit Sicherheit zu folgern, daß auch Benzol und die Xylole lichtelektrisch empfindlich sind.

Die Tabelle I lehrt, daß die Benzolderivate, welche fluoreszieren, auch lichtelektrisch empfindlich sind, und zwar ist im allgemeinen der lichtelektrische Effekt an einer Substanz um so größer, je intensiver ihre Fluoreszenz ist. Eine Ausnahme von dieser Regel macht in der Hauptsache nur das Chininsulfat. Dieses ist im festen Zustand lichtelektrisch wenig empfindlich, fluoresziert dagegen in alkoholischer Lösung sehr stark. Diese scheinbare Ausnahme kann sich entweder daraus erklären, daß das an Atomen sehr reiche Molekül wenig durchlässig für die langsamen lichtelektrischen Kathodenstrahlen ist, oder was wahrscheinlicher

ist, daraus, daß Chininsulfat gelöst eine andere Konstitution besitzt als kristallisiert.

Die Tabelle II enthält Angaben über die lichtelektrische Empfindlichkeit von Substanzen,

Tabelle II.

Substanz		Lichtelektr. Strom in 10^{-11} Amp.
Salpetersäure .	$OH \cdot NO_2$	0
Kalisalpeter . .	$KO \cdot NO_2$	0
Diacetyl . . .	$CH_3 \cdot CO \cdot CO \cdot CH_3$	0
Harnsäure . .	$CO \left\langle \begin{matrix} NH - C - NH \\ \ddot{C} - NH \\ NH - \dot{C}O \end{matrix} \right. > CO$	3,5
Murexid . . .	—	1,6
Violursäure . .	$CO < \begin{matrix} NH - CO \\ NH - CO \end{matrix} > C : NOH$	0,27
Violurs. Kalium	—	1,0

die einen Chromophor ohne den Benzolring enthalten. Wie oben mitgeteilt wurde, fluoreszieren diese Substanzen oberhalb $\lambda = 0,25\ \mu$ nicht merkbar, ihre Absorptionsbanden sind nach kürzeren Wellenlängen zu abschattiert. Gemäß Tabelle II sind nun Salpetersäure, Kalisalpeter und Diacetyl bei Bestrahlung mit der *Hg*-Lampe lichtelektrisch unempfindlich. Die Tatsache, daß Harnsäure, Murexid, Violsäure und violsaures Kalium zwar nur wenig, aber immerhin merklich lichtelektrisch empfindlich sind, ohne oberhalb $\lambda = 0,25\ \mu$ zu fluoreszieren, möchten wir nicht aus einer geringen Verunreinigung dieser Substanzen durch Benzolderivate als vielmehr in folgender Weise erklären. Infolge der Anhäufung von Chromophoren in einer ringartigen Struktur sind bei diesen Substanzen die nach längeren Wellen laufenden Absorptionsbanden bereits bis an die Grenze des zugänglichen Ultravioletts verschoben; infolgedessen mögen die unterhalb $\lambda = 0,25\ \mu$ zwar wenig intensiven, aber bis zu $\lambda = 0,2\ \mu$ immerhin vorhandenen Emissionslinien der *Hg*-Lampe den geringen lichtelektrischen Effekt bewirken, während die ihn begleitende Fluoreszenz unterhalb $\lambda = 0,25\ \mu$ der weniger empfindlichen und hier auch unzureichenden spektrographischen Beobachtung sich entziehen mußte. Es ist allerdings auch möglich, daß diese Substanzen durch Belichtung zu einem kleinen Bruchteil in Benzolderivate übergeführt werden.

Dafür daß die Absorption des Lichtes in den nach kürzeren Wellenlängen laufenden Banden der Chromophore der Farbstoffe nicht von einem lichtelektrischen Effekt begleitet ist, spricht übrigens auch die Tatsache, daß bei diesen Stoffen (vgl. § 7) der lichtelektrische Strom kleiner ist, obwohl die Absorption des Lichtes bei ihnen stärker ist als bei den analogen Benzolderivaten ohne fremden Chromophor.

Die vorstehenden Resultate machen es zum mindesten sehr wahrscheinlich, daß wenigstens bei den organischen Substanzen der lichtelektrische Effekt und die Fluoreszenz genetisch miteinander verknüpft sind. Die Absorption des Lichtes in den nach Rot abschattierten Banden macht negative Elektronen frei, und zwar ist diese Wirkung ein Volumeneffekt[1]), d. h. es werden im ganzen absorbierenden Volumen aus einzelnen Molekülen negative Elektronen frei, so daß also die absorbierende Substanz durch das Licht ionisiert wird. Dieser Vorgang ist im Prinzip derselbe wie die Ionisierung einer Substanz durch die Röntgenstrahlen. Der Unterschied zwischen beiden Phänomenen in physikalischer Hinsicht ist nur ein gradueller. Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen ist von der Ordnung 10^{-9} bis 10^{-8} cm, diejenige des von uns benutzten Lichtes beträgt 0,25 bis $0,5 \cdot 10^{-4}$ cm. Gemäß einer auf das Planck-sche Elementargesetz basierten Theorie liegt die Geschwindigkeit der von unseren Lichtwellen erzeugten (sekundären) Kathodenstrahlen[2]) in den Grenzen $1,2 \cdot 10^8$ und $8,5 \cdot 10^7$ cm $\cdot$ sec^{-1}, die Geschwindigkeit der von den Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen[3]) in den Grenzen $1,9 \cdot 10^{10}$ und $6 \cdot 10^9$ cm $\cdot$ sec^{-1}. Diese Berechnung wird durch die Beobachtung bestätigt sowohl im Falle der ultravioletten Lichtstrahlen[4]) (0,5—0,25 μ) als auch im Falle der Röntgenstrahlen.[5])

In chemischer Hinsicht ist freilich zwischen den zwei Phänomen insofern ein Unterschied vorhanden, als die ionisierende Wirkung der von uns angewandten Wellenlängen auf gelockerte Valenzelektronen sich beschränkt ohne chemische Dissoziation des absorbierenden Moleküls, während Röntgenstrahlen dank der ihnen eigentümlichen riesigen Energiekonzentration auch ungesättigte und gesättigte Valenzelektronen[6]), ja vielleicht sogar solche negative Elektronen abtrennen mögen, welche im Innern des Atoms liegen; die Abtrennung gesättigter Valenzelektronen durch die Röntgenstrahlung hat eine chemische Dissoziation des absorbierenden Moleküls zur Folge.

Die Energie, welche bei der Erzeugung der sekundären Kathodenstrahlen oder der Abtrennung negativer Elektronen von ihren Mole-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 81, 1907. H. Rubens und E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. **9**, 749, 1907.

2) A. Einstein, Ann. d Phys. **17**, 144, 1905.

3) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 882, 1907; W. Wien, Gött. Nachr. 1907.

4) E. Ladenburg, diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.

5) E. Dorn, Lorentz-Jubelband 1900, S. 595; A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. **22**, 429, 1907; P. D. Innes, Proc. Roy. Soc. **79**, 442, 1907; W. Wien, Gött. Nachr. 1907.

6) Nähere Ausführungen über gesättigte und ungesättigte Valenzelektronen an der Oberfläche eines Atoms und über neutralisierende negative Elektronen im Innern eines Atoms finden sich: diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **5**, 124, 1908 u. Ber. Berl. Akad. **28**, 554, 1908.

külen gebunden wird, wird bei der Wiederanlagerung der Elektronen ganz oder zum Teil als Lichtenergie in der Erscheinung der Fluoreszenz wieder frei. Schon lange ist unabhängig von verschiedenen Seiten vermutet worden, daß die Fluoreszenz durch eine chemische Reaktion in der fluoreszierenden Substanz bedingt sei. Nach den theoretischen Darlegungen des einen von uns und nach den Resultaten der vorliegenden experimentellen Untersuchung besteht diese Reaktion direkt in der Wiederanlagerung negativer Elektronen, welcher im lichtelektrischen Effekt eine Abtrennung derselben vorausgeht. Aus dem Umstand, daß die Reaktion, welche die Fluoreszenz bedingt, in einer Bewegung einzelner negativer Elektronen besteht, erklärt sich die Tatsache, daß die Erregung und das Verschwinden der Fluoreszenz fast momentan dem Beginn und Aufhören der Bestrahlung folgt; dank ihrer kleinen Masse ist nämlich die Reaktionsgeschwindigkeit der abgetrennten und sich wieder anlagernden negativen Elektronen eine sehr große. Es ist wahrscheinlich, daß die Erscheinung, welche in der Regel mit Phosphoreszenz bezeichnet wird, bedingt wird durch eine Reaktion zwischen Atomen oder Atomgruppen, also in einer chemischen Dissoziation oder Neubildung von Molekülen besteht; da Atome und Atomgruppen eine viel größere Masse als einzelne negative Elektronen besitzen, so ist ihre Reaktionsgeschwindigkeit viel kleiner als diejenige der letzteren, und aus diesem Grunde folgt das Anklingen und Abklingen der Phosphoreszenz relativ langsam dem Beginn und dem Aufhören der Bestrahlung. Es ist demnach der prinzipielle Unterschied zwischen der Fluoreszenz und der Phosphoreszenz in der verschiedenen Art der stofflichen Reaktionen zu suchen, welche die eine und die andere Erscheinung bedingen. Bemerkt sei noch, daß bei der Fluoreszenz eine Dissoziation oder chemische Umlagerung (Konfigurations-, Konstitutionsänderung) im allgemeinen nicht erfolgt; denn die im lichtelektrischen Effekt abgetrennten negativen Elektronen sind gelockerte Valenzelektronen, welche sich nicht am Aufbau des Moleküls beteiligen. Die chemischen Umsetzungen, welche in einzelnen Fällen die Erregung der Fluoreszenz begleiten, haben mit dieser selbst nichts zu tun; sie sind auch während der Fluoreszenz nicht zyklisch, wie es die Reaktion Abtrennung — Wiederanlagerung der Elektronen ist.

§ 7. Das Verhalten von Benzolderivaten mit einem fremden Chromophor. — Nachdem im vorstehenden der einfache Fall des Benzolderivats ohne fremden Chromophor und der einfache Fall des Chromophors ohne Benzolring hinsichtlich der Fluoreszenz und der lichtelektrischen Empfindlichkeit untersucht worden sind, kann nunmehr der kompliziertere Fall analysiert werden, daß in einem organischen Molekül gleichzeitig ein Benzolring und ein Chromophor zugegen sind. Welches Verhalten bei diesen Substanzen zu erwarten ist, läßt sich durch Kombination der für die zwei einfachen Fälle gefundenen Gesetzmäßigkeiten leicht vorhersagen.

Das Absorptionsspektrum einer organischen Substanz, deren Molekül gleichzeitig einen Benzolring und einen fremden Chromophor enthält, ist eine Superposition des Absorptionsspektrums des Benzolringes und desjenigen des Chromophors. Dabei wird indes sowohl die Lage (Verschiebung) des einen Spektrums wie diejenige des anderen durch den wechselseitigen Einfluß des Benzolringes und des Chromophors auf die Lockerung ihrer Valenzelektronen bestimmt. Das einfallende Licht wird zum Teil von dem Benzolring, zum Teil von dem Chromophor absorbiert; oberhalb $\lambda = 0{,}25\ \mu$ ist nur die Absorption durch den Benzolring von einem lichtelektrischen Effekt begleitet, nicht die Absorption durch den Chromophor. Im Verhältnis zur Gesamtabsorption erscheint darum die lichtelektrische Empfindlichkeit derartiger Substanzen verglichen mit den Benzolderivaten ohne Chromophor verkleinert, indes um so weniger, je größer die Zahl der Benzolringe im Verhältnis zur Zahl der Chromophore im Moleküle ist.

Hinsichtlich der Fluoreszenz lassen sich die möglichen Kombinationen zwischen folgende zwei Grenzfälle fassen. Erstens kann das Fluoreszenzspektrum des Benzolringes mit dem Absorptionsspektrum des Chromophors koinzidieren. In diesem Falle absorbiert der Chromophor das vom Benzolring emittierte Fluoreszenzlicht, und da der absorbierende Chromophor, infolge seines geringen Abstandes vom Benzolring, von diesem in einem großen räumlichen Winkel Licht zugestrahlt erhält, so ist jene Absorption des Fluoreszenzlichtes durch den fremden Chromophor sehr intensiv. Die Fluoreszenz des Benzolderivats ist in diesem Falle zumeist nicht wahrnehmbar, sie ist „latent" geworden. Indes ist hierbei der lichtelektrische Effekt, welcher die latente Fluoreszenz begleitet, in der Regel noch merkbar.

Zweitens kann die Lage des Absorptionsspektrums des Chromophors so weit von der Lage des Fluoreszenzspektrums des Benzolringes differieren, daß dessen Fluoreszenzlicht nur wenig vom Chromophor absorbiert wird. In diesem Falle besitzt das Benzolderivat eine äußerlich merkbare Fluoreszenz.

Wie ein Studium der Tabelle III zeigt, bestätigen sich alle vorstehenden Vorhersagen in einzelnen Fällen der Erfahrung. Die Angaben

Tabelle III.

Substanz		Chromophor	Fluoreszenz Spektrale Lage μμ	Fluoreszenz Intensität	Lichtelektr. Strom in 10^{-11} Amp.
Nitrobenzol	$C_6H_5 \cdot NO_2$	N ↗↖ ↙↘ O O | | o o	—	nicht beobachtet	6,2
Dinitrobenzol	$C_6H_4 \cdot (NO_2)_2$	„	—	„ „	0,9
Trinitrobenzol	$C_6H_3 \cdot (NO_2)_3$	„	—	„ „	0,6
Pikrinsäure	$C_6H_2 \cdot (NO_2)_3 \cdot OH$	„	365—408 (390)	sehr schwach	0,4
Nitronaphtalin	$C_{10}H_7 \cdot (NO_2)_\alpha$	„	—	nicht beobachtet	3,1
Chinon	$C_6H_4 \cdot O_2$	↑ ↑ O O | | o o	310—408 (329)	stark (?)	7,7 (?)
Anthrachinon	$C_{14}H_8O_2$	„	—	nicht beobachtbar	1,2
Benzil	$C_6H_5 \cdot (CO)_2 \cdot C_6H_5$	„	—	nicht beobachtet	0,4
Indigo	$C_{16}H_{10}N_2O_2$	↑ ↑ ↑ ↑ ←C→←C→, O O | | | | o o o o	—	nicht beobachtbar	6,4
Azobenzol	$C_6H_5 \cdot N_2 \cdot C_6H_5$	←N←→N→ | | o o	—	nicht beobachtet	1,7
Amidoazobenzol	$C_6H_5 \cdot N_2 \cdot C_6H_4 \cdot NH_2$	„	—	„ „	4,3
Toluylenrot	$C_{15}H_{16}N_4$	„	Gelbrot	stark	15,5
Resazurin	$C_{12}H_7N_2O_3$	↑ O ←N→ | | o o	Braunrot	mäßig	5,8
Pararosanilin	$C_{19}H_{19}N_3O$	↑ ←C→ ←N→ | | o o	314—436 (359)	stark	7,2
Fuchsin	$C_2\ H_{20}N_3Cl$	„	349—404 (378)	sehr schwach	9,3
Triphenylrosanilin . . .	$C_{20}H_{16}(C_6H_5)_3N_3HCl$	„	332—436 (362)	stark	3,0
Lackmus	?	?	510—675	mäßig	12,5

für Chinon in der Tabelle sind fraglich. Chinon zeigt nämlich genau dasselbe Fluoreszenzspektrum wie Hydrochinon; es dürfte wohl in dieses durch die ultraviolette Bestrahlung übergeführt werden. In der Tat haben G. Ciamician und P. Silber[1]) auf chemischem Weg den Nachweis geführt, daß Chinon, das in Äthylalkohol gelöst ist, durch Belichtung in Hydrochinon verwandelt wird.

Daß die Nitro- und die Azogruppe nicht unter allen Umständen die Fluoreszenz des Benzolringes latent machen, lehrt die Tabelle IV.

Tabelle IV.

Substanz	Fluoreszenzfarbe	Beobachter
Nitromesitylensäure	blauviolett	E. Bamberger u. F. Demuth, Chem. Ber. **34**, 27, 1901.
3-Nitrophtalimid	bläulich	R. Kann, Chem. Ber. **35**, 3857, 1902.
Nitrodiäthylanilin	blau	E. Lippmann u. F. Fleißner, Chem. Ber. **16**, 2768, 1883.
Nitrophenylakridin	grün	F. Ullmann u. H. W. Ernst, Chem. Ber. **39**, 298, 1906.
Nitrorosindulinchlorid	gelblich	F. Kehrmann u. O. Feder, Chem. Ber. **30**, 2637, 1897.
3-Nitrophenonaphtoxazon	zinnoberrot	F. Kehrmann u. E. Gauke, Chem. Ber. **30**, 2170, 1897.
α-Azonaphtalin	ziegelrot	R. Nietzki u. O. Goll, Chem. Ber. **17**, 1877, 1884.

1) G. Ciamician u. P. Silber, Mem. Accad. Bologna **9**, 569, 1001.

§ 8. Ausdehnung[1]) des Fluoreszenz- und des Absorptionsspektrums. — Wie

1) Anmerkung. Die Erscheinung der optischen Sensibilisation habe ich auf Grund der Hypothese der Koinzidenz von Absorptionsspektrum und Fluoreszenzspektrum des einzelnen Moleküls zu erklären versucht (diese Zeitschr. **8**, 248, 1907) unter Heranziehung der von E. F. Nichols und E. Merritt festgestellten Tatsache, daß die Absorption irgendeiner erregenden Wellenlänge das ganze Fluoreszenzspektrum zur Emission bringt, wenn auch dessen Gesamtintensität um so geringer ist, je näher die absorbierte Wellenlänge dem nach Rot zu liegenden Ende des Absorptionsspektrums ist. In H. Kaysers Handbuch der Spektroskopie (Bd. IV, S. 1008) hat Herr H. Konen meine Darlegungen einer Kritik unterzogen, die sich auf unbegründete Behauptungen stützt. Herr Konen schreibt zunächst: „In der Tat gehören sehr viele sensibilisierende Stoffe der Klasse der fluoreszierenden Substanzen an, allein Fluoreszenzvermögen und Sensibilisierungsvermögen gehen nicht parallel, im Gegenteil, die sensibilisierende Kraft der Eosinfarbstoffe wächst mit der Abnahme der Fluoreszenz. Hiernach wäre also zu schließen, daß sensibilisierende Kraft und Fluoreszenzvermögen nicht unmittelbar miteinander verknüpft sind." Herr Konen möge eine genauere Motivierung dieses Schlusses mitteilen. Er scheint für den Nachweis eines Zusammenhanges zwischen

E. F. Nichols und E. Merritt[1]) durch Messungen experimentell festgestellt haben, ist die Intensitätsverteilung in einem Fluoreszenzspektrum einer Substanz bei gegebener Konzentration unabhängig von der Wellenlänge des erregenden Lichtes; dagegen ist die Gesamtintensität der Fluoreszenz abhängig von der erregenden Wellenlänge, und zwar ist sie um so größer, je weiter das erregende Licht im Absorptionsspektrum nach kürzeren Wellenlängen rückt. Gemäß dem theoretischen Ausgangspunkt der vorliegenden Untersuchung ist die Absorption des Lichtes in Banden, die nach längeren Wellen laufen, verknüpft mit einer Fluoreszenz und zwar sollen das Spektrum der Fluoreszenz und das konjugierte erregende Absorptionsspektrum in der Weise koinzidieren[1]), daß jede Wellenlänge, welche emittiert werden kann, auch absorbiert wird und umgekehrt. Diese Vermutung wurde zunächst für das einzelne fluoreszierende Molekül ausgesprochen. Bei der Ausdehnung auf ein fluoreszierendes Medium ist zu beachten, daß das nach außen aus dem Medium tretende Fluoreszenzlicht durch die Absorption im Innern geschwächt wird. Wenn auch für das einzelne Molekül die Größe der Absorption und die Intensität der Absorption einander parallel gehen mögen, so werden für ein Medium gerade umgekehrt die Wellenlängen stärkster Absorption im Fluoreszenzspektrum eine geringe Intensität besitzen, wenigstens bei großer Konzentration und großer Schichtdicke. Die Intensitätsverteilung im Fluoreszenzspektrum eines Mediums ist nämlich in der Weise von der Schichtdicke und der Konzentration der fluoreszenzfähigen Substanz abhängig, daß mit abnehmender Konzentration und Schichtdicke, also mit abnehmender Absorption die Fluoreszenzintensität der stärker absorbierten Wellenlänge relativ zur Intensität der schwächer absorbierten Wellenlängen größer wird. Daß diese Beziehung in Wirklichkeit statt hat, ist von verschiedenen Seiten, insbesondere von E. F. Nichols und E. Merritt durch Beobachtungen gezeigt worden. Und um ein Mißverständnis auszuschließen, sei ausdrücklich bemerkt, daß die Intensitätsverteilung in den oben graphisch mitgeteilten Fluoreszenzspektren nicht allgemein, sondern nur bei der von uns gewählten Schichtdicke und Konzentration gültig ist.

Die Hypothese von der spektralen Koinzidenz der Fluoreszenz und Absorption haben wir an den typischen Substanzen: Benzol, Naphtalin und Anthrazen auf Grund folgender Überlegung zu prüfen versucht. Bei höherer Konzentration wird leicht der nach Rot zu liegende Teil des Fluoreszenzspektrums erhalten; dieser Teil gelangt demnach bei den meisten Substanzen zur Beobachtung; um den nach kürzeren Wellen zu liegenden Teil des Fluoreszenzspektrums zu erhalten, hat man die Konzentration so weit zu erniedrigen, als die Empfindlichkeit der Methode zur Beobachtung des Fluoreszenzlichtes zuläßt. Da einerseits die von einem Volumenelement des fluoreszierenden Mediums ausgesandte Fluoreszenzintensität proportional der Konzentra-

---

Fluoreszenz und Sensibilisierung eine Proportionalität zwischen der sensibilisierenden Kraft und der äußerlich wahrnehmbaren Fluoreszenz einer Substanz zu postulieren. Es wäre interessant, von Herrn Konen zu erfahren, auf welchem Wege er eine so einfache quantitative Beziehung gefunden hat zwischen der spektral variablen Empfindlichkeit des Bromsilberkorns und der nach einem anderen Gesetz spektral variablen Intensität der Fluoreszenz bei Substanzen, deren äußerlich wahrnehmbare Fluoreszenz zumeist noch durch die Gegenwart eines fremden Chromophors in einer von Substanz zu Substanz verschiedenen Weise geschwächt wird. Wenn sich Herr Konen diese Beziehungen etwas eingehender überlegt, dann wird er auch nicht dem von mir unternommenen Erklärungsversuch den Vorwurf machen, es sei in ihm nicht berücksichtigt, daß „die Sensibilisierung durchweg nicht für den Teil des Spektrums am stärksten ist, für welchen die Absorption am stärksten ist, für welchen also auch nach der Theorie von Stark die latente Fluoreszenz am stärksten sein sollte, sondern für etwas längere Wellen". Diese letzte Folgerung zieht Herr Konen zu Unrecht aus meinem Erklärungsversuch, indem er offenbar aus meinen Darlegungen einseitig nur den vermuteten Zusammenhang zwischen Absorption und Fluoreszenz herausgreift. Wenn Herr Konen in Betracht ziehen wird, daß die Empfindlichkeit des Bromsilberkorns eine Funktion der Wellenlänge, die Intensitätsverteilung im Fluoreszenzspektrum eine andere Funktion der Wellenlänge und die Gesamtintensität der erregten Fluoreszenz wieder eine andere Funktion der erregenden Wellenlänge ist, und wenn er dabei noch berücksichtigt, daß das in die photographische Platte dringende Licht auch zum Teil von Farbstoffmolekülen, die nicht am Bromsilber haften, absorbiert wird, dann wird er einsehen, daß sich theoretisch aus meinem Erklärungsprinzip nicht die einfache Beziehung folgern läßt, daß für die Wellenlängen stärkster Absorption auch die Sensibilisierung am stärksten sei.

Durch Bestrahlung mit dem Lichte einer Quecksilberlampe konnte ich bei zwei häufig zur Sensibilisierung verwendeten Stoffen, nämlich bei Cyanin und Erythrosin, außerhalb der Substanz eine schwache Fluoreszenz in Blau und Violett spektrographisch nachweisen und damit zeigen, daß bei diesen Stoffen in der Tat die Forderung meines Erklärungsversuches erfüllt ist, daß sie Fluoreszenzvermögen besitzen. Herr Konen interpretiert diese Beobachtung als eine von mir beabsichtigte Prüfung der Behauptung, daß Anregung mit rotem Licht eine blaue Fluoreszenz zur Folge haben müsse. Diesen Gedankengang imputiert Herr Konen zu Unrecht in meine Mitteilung hinein. Wenn ich diese Behauptung hätte prüfen wollen und wenn die Überlegung der quantitativen Verhältnisse (erregende Intensität, Empfindlichkeit des Spektrographen) einen positiven Erfolg mir versprochen hätte, dann hätte ich mit erregendem roten Licht die Fluoreszenz im Blau nachzuweisen versucht. Herr Konen teilt kurz mit: „Führt man die Versuche aber mit rotem Licht aus, so ergeben sie, wie ich fand, ein negatives Resultat." Wenn dieses negative Resultat die Unrichtigkeit meiner Darlegungen über die optische Sensibilisation beweisen soll, dann möge Herr Konen genauere Angaben machen über die Intensität des verwendeten roten Lichtes, über die Empfindlichkeit der Methode zur Beobachtung der Fluoreszenz bei seinem Versuch und über die Größe der theoretisch zu erwartenden Fluoreszenzintensität. Lediglich die Mitteilung seines negativen Resultates ist wissenschaftlich ungenügend. J. Stark.

1) E. F. Nichols und E. Merritt, Phys. Rev. 18, 403, 1904; 19, 18, 1904.

1) Diese Zeitschr. 8, 248, 1907.



tion ist, und da andererseits die Empfindlichkeit der spektrographischen Beobachtungsmethode relativ gering ist, so ist die Ausdehnung des Nachweises der Fluoreszenz bis in die Stellen intensivster Absorption hinein in vielen Fällen experimentell nicht möglich. Was hingegen das konjugierte Absorptionsspektrum betrifft, so wird sein nach kürzeren Wellen zu liegender Teil leicht bei sehr niedriger oder mäßiger Konzentration erhalten; der Nachweis des nach längeren Wellen zu liegenden Teiles erfordert dagegen große Konzentration und Schichtdicke, ist indes in den meisten Fällen experimentell durchführbar.

Das Absorptionsspektrum des Benzols[1]), Naphtalins[2]), Anthrazens[3]) in alkoholischer Lösung geringer Konzentration ist bereits von W. N. Hartley untersucht worden und die mit einem Sternchen bezeichneten Reihen der Tabellen sind den Mitteilungen Hartleys entnommen. Zur Ergänzung derselben haben wir die Absorption des Benzols, Naphtalins und Anthrazens bei großen Schichtdicken bez. Konzentrationen untersucht. Zur Aufnahme der zu untersuchenden Substanzen dienten hierbei Gefäße aus Quarzglas, sie wurden unmittelbar vor den Spalt des verwendeten kleinen Quarzspektrographen gestellt. Als Grund für das Absorptionsspektrum diente bei Benzol und Naphtalin das Spektrum des Eisenlichtbogens, bei Anthrazen dasjenige eines Nernstbrenners.

Tabelle V.

Benzol-Spektrum ($\mu\mu$).

	Schicht-dicke	Konzentr.	233—262	268—271	271—280	280—290	290—300	300—310	310—340
Absorption	*2 mm	0,004 $\frac{g}{cm^3}$	>10	5	1	0	0	0	0
	*25 „	„	>10	5	2	1	0	0	0
	18 „	rein. Benz.	>10	10	2	1	0,5	1	2
	36 „	„ „	>10	>10	10	5	1	2	5
	93 „	„ „	>10	>10	>10	10	1	10	>10
Fluoreszenz	20 mm	0,0004 $\frac{g}{cm^3}$	0	2	4	4	3	2	0
	„ „	0,04 „	0	0	3	5	4	2	1
	„ „	0,45 „	0	0	0	1	2	2	1
	„ „	rein. Benz.	0	0	0	0	2	2	1

Zur Tabelle über Anthrazen ist folgende Bemerkung zu machen. Wie bekannt ist, verwandelt sich Anthrazen bei Belichtung zum Teil in das polymere Paranthrazen (Dianthrazen), eine photochemische Reaktion, welche

1) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **39**, 153, 1881; **47**, 685, 1885.
2) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **47**, 685, 1885.
3) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **39**, 153, 1881.

Tabelle VI.

Naphtalin-Spektrum ($\mu\mu$).

	Schicht-dicke	Konzentr.	242—291	296—298	303—313	313—320	320—340	340—365
Absorption	*2 mm	0,0003 $\frac{g}{cm^3}$	10	0	0	0	0	0
	*2 „	0,0013 „	>10	10	5	0	0	0
	*5 „	0,0064 „	>10	>10	>10	5	0	0
	18 „	0,07 „	>10	>10	>10	>10	1	0
	„ „	rein. Napht.	>10	>10	>10	>10	>10	1
	93 „	„ „	>10	>10	>10	>10	>10	10
Fluoreszenz	20 mm	$1{,}6 \cdot 10^{-5} \frac{g}{cm^3}$	0	0,5	1	1	3	1
	„ „	$8 \cdot 10^{-5}$ „	0	0	1	2	6	3
	„ „	$4 \cdot 10^{-4}$ „	0	0	0	1	8	4
	„ „	0,2 „	0	0	0	0	8	8
	„ „	rein. Napht.	0	0	0	0	0	8

Tabelle VII.

Anthrazen-Spektrum ($\mu\mu$).

	Schicht-dicke	Konzentr.	328—380	380—390	393—408	424—435	443—450	470—485
Absorption	*15 mm	0,0008 $\frac{g}{cm^3}$	10	0	0	0	0	0
	93 „	0,0004 „	>10	>10	2	0	0	0
	3 „	rein. Anthr.	>10	>10	>10	>10	5	1
Fluoreszenz	20 mm	$6 \cdot 10^{-7} \frac{g}{cm^3}$	0	7	5	3	1	0
	„ „	$1{,}6 \cdot 10^{-5}$ „	0	10	8	8	4	1
	„ „	$8 \cdot 10^{-5}$ „	0	8	10	8	5	1
	„ „	$4 \cdot 10^{-4}$ „	0	5	10	8	5	1

von R. Luther und F. Weigert[1]) eingehend untersucht worden ist. Ob die von uns beobachtete Absorption und Fluoreszenz des Anthrazens vielleicht dem Paranthrazen zuzuschreiben ist, muß eine besondere Untersuchung lehren.

Besonders hervorgehoben zu werden verdient, daß Benzol bei großer Schichtdicke in dem Gebiet 310—340 $\mu\mu$ ein Absorptionsband besitzt, das bereits eine sehr große Intensität zeigt, wenn das Gebiet 290—300 $\mu\mu$ noch in kaum geschwächter Intensität durchgelassen wird. Es scheint, daß sich die Absorptionsbanden des Benzols hinsichtlich ihrer Intensität in die drei großen Gruppen 233—262, 268—310, 310—340 $\mu\mu$ ordnen lassen.

Wie man aus den vorstehenden Tabellen ersieht, koinzidiert wenigstens in dem nach längeren Wellen zu liegenden Teil des Spek-

1) R. Luther u. F. Weigert, Zeitschr. f. physik. Chem. **51**, 297, 1905; **53**, 385, 1905.

trums die Absorption mit der Fluoreszenz; mit steigender Konzentration rückt die Absorption nach längeren Wellen vor und, von ihr verschluckt, schrumpft die außerhalb des Mediums wahrnehmbare Fluoreszenz mehr und mehr auf den langwelligen Teil des Spektrums ein. Umgekehrt rückt die äußerlich wahrnehmbare Fluoreszenz im Spektrum um so weiter nach kürzeren Wellen vor, je kleiner die Konzentration wird.

Greifswald, Juni 1908.

(Eingegangen 23. Juni 1908.)

Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts.

Von R. v. Hirsch.

Einleitung.

In den vorliegenden Betrachtungen wird der Versuch gemacht, die unter dem Namen der teilweisen Mitführung des Lichts bekannte Tatsache auf einem bisher nicht beschrittenen Wege abzuleiten. Nach der ursprünglichen Auffassung von Fresnel folgt dieselbe aus einer sehr speziellen Vorstellung des Dielektrikums als eines Stoffes, welcher bewegliche Teilchen in einem unbeweglichen Medium eingebettet enthält, wie auch umgekehrt die experimentelle Bestätigung durch Fizeau als Beweis für die Richtigkeit dieser Vorstellung gilt. Die gleiche Auffassung ist im wesentlichen auch in die heutige Elektronentheorie übergegangen.

Andererseits ist kürzlich von Einstein[1]), Laue[2]) und Laub[3]) gezeigt worden, daß sich die gleiche Tatsache ohne weitere Annahmen aus dem Einsteinschen „Prinzip der Relativität" ableiten läßt. Da dieses Prinzip den Anspruch macht, allgemein zu gelten, so wäre sich die Tatsache der teilweisen Mitführung unabhängig von jeder Annahme über die Natur des Lichts und die Konstitution der Materie als Folge der allgemeinen Eigenschaften von Raum und Zeit anzusehen.

Die hier zu gebende Ableitung des Mitführungskoeffizienten aus dem Lichtdruck wird sich als erheblich allgemeiner erweisen als die Fresnel-Lorentzsche; denn sie enthält keine Annahme über die Konstitution des Dielektrikums. Sie ist aber auch wesentlich verschieden von der durch Einstein-Laue-Laub gegebenen; denn sie benutzt bestimmte Werte des Lichtdrucks, setzt aber die Gültigkeit des „Relativitätsprinzips" nicht voraus.

Der Zweck dieser neuen Ableitung wird darin gesucht, daß dieselbe wohl dazu beiträgt, das Maß theoretischer Annahmen und Vorstellungen klarzustellen, welches zur Ableitung der experimentell sichergestellten Tatsache notwendig und hinreichend ist, daher auch als durch den Versuch bestätigt gelten kann.

Der hier eingeschlagene Weg erfordert zunächst eine möglichst allgemeine Berechnung des Lichtdrucks auf ruhende und bewegte Spiegel und brechende Flächen. Er gelangt zur Ableitung des Mitführungskoeffizienten durch Anwendung einiger einfachster Sätze aus der gewöhnlichen Mechanik. Die versuchsweise Einführung dieser Sätze in die Optik bildet das eigentlich Hypothetische dieser Ableitung, wie sie auch andererseits das eigentlich Neue und vielleicht Entwicklungsfähige darin enthält.

I. Berechnung des Lichtdrucks auf bewegte Spiegel.

Diese Größe ist von Abraham[1]) unter den speziellen Voraussetzungen der Lorentzschen Theorie berechnet worden. Die folgende Ableitung ist von diesen Annahmen unabhängig.

Nach Planck[2]) kann einem Lichtbündel von der Periode ν und Helligkeit K die thermodynamische Temperatur

$$\vartheta = a\nu \frac{1}{\log \frac{b\nu^3}{c^2 K}}$$

zugeschrieben werden, worin a, b, c Konstanten bedeuten. Andererseits ändern sich bei Reflexion an einem bewegten vollkommenen Spiegel die Helligkeiten wie die 3. Potenzen von ν, wie aus Überlegungen hervorgeht, die dem Dopplerschen Prinzip verwandt sind.[1])

$$\text{Also } \frac{K_1}{K_2} = \frac{\nu_1{}^3}{\nu_2{}^3}.$$

Es ist also für diesen Vorgang die Temperatur der Schwingungszahl einfach proportional zu setzen.

Fällt nun Licht auf einen bewegten Spiegel und wird mit einer nach dem Dopplerschen Prinzip veränderten Periode — also auch Temperatur — reflektiert, während der Lichtdruck gleichzeitig Arbeit leistet, so ist auf diesen Vorgang der zweite Hauptsatz anwendbar.

---

1) Einstein, Jahrbuch der Rad. u. Elektr. **4**, 411, 1907.
2) M. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 989, 1907.
3) J. Laub, Ann. d. Phys. **23**, 719, 1907.

1) Siehe Abraham, Theorie der Elektrizität **2**, 351 ff.
2) M. Planck, Ann. d. Phys. **1**, 733, 1900.

Bezeichnet $\mathfrak{S}$ die im ruhenden System gemessene Lichtintensität, d. h. die auf eine ruhende, zum Lichtstrahl senkrecht stehende Einheitsfläche in der Zeiteinheit fallende Energie, φ den Einfallswinkel, so fällt auf den mit der Geschwindigkeit $\beta \cdot c$ relativ zur Lichtquelle bewegten Spiegel in der Zeiteinheit die Energie

$$\mathfrak{S} \cos \varphi (1 + \beta \cos \varphi) = \mathfrak{S}_x (1 + \beta_x).$$

Der Spiegel ist parallel seiner Normale nach der Seite des Raumes, der die Lichtquelle enthält, bewegt gedacht; c ist die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum.

Die Arbeit des Lichtdrucks p in der Zeiteinheit ist $= p\beta_x c$, also

$$\frac{p\beta_x \cdot c}{\mathfrak{S}_x(1+\beta_x)} = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_1} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1},$$

und da nach dem Dopplerschen Prinzip

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{1+\beta_x}{1-\beta_x},$$

$$\frac{p\beta_x \cdot c}{\mathfrak{S}_x(1+\beta_x)} = \frac{2\beta_x}{1-\beta_x},$$

$$p = \frac{2\mathfrak{S}_x}{c} \frac{1+\beta_x}{1-\beta_x}.$$

II. Berechnung des Lichtdrucks auf ruhende und bewegte brechende Flächen.

Unter brechenden Flächen sind hier die ebenen Trennungsflächen zweier Dielektrika zu verstehen. Es wird nur der einfachste, im Fizeauschen Versuch verwirklichte Fall behandelt, daß sowohl die Einfallsrichtung des Lichts als die Bewegungsrichtung der Fläche mit der Normalen der Fläche zusammenfällt.[1]) Dagegen wird die Berechnung auf zwei verschiedene Weisen durchgeführt, von denen die erste die Lorentzsche, die zweite im wesentlichen die etwas erweiterte Hertzsche Theorie voraussetzt. Dies geschieht, um zu zeigen, daß die zu gebende Ableitung des Mitführungskoeffizienten sich mit keiner speziellen elektromagnetischen Theorie identifiziert.

1. Berechnung.

Nach Lorentz kann dem Licht eine elektromagnetische Bewegungsgröße zugeschrieben werden, deren Änderung der auf die Materie ausgeübten Kraft gleich ist. Bezeichnet nun wieder $\mathfrak{S}$ die Lichtintensität, so wird für ruhende Flächen die einfallende Bewegungsgröße $= \frac{\mathfrak{S}}{c}$, ebenso die reflektierte $= \frac{\mathfrak{S}}{c} R$, die gebrochene $= \frac{\mathfrak{S}}{c} D$, wenn R und D die bekannten Fresnelschen Koeffizienten bedeuten.

Es wird also: $p = \frac{\mathfrak{S}}{c} + \frac{\mathfrak{S}R}{c} - \frac{\mathfrak{S}D}{c}$.

Andererseits gibt der Energiesatz

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}(R+D),$$

also wird

$$p = \frac{2\mathfrak{S}R}{c}.$$

In ähnlicher Weise erhält man bei bewegter Fläche

$$p = \frac{\mathfrak{S}'}{c}(1 + R' - D'),$$

wo R', D' die Fresnelschen Koeffizienten im Fall der Bewegung sind, $\mathfrak{S}'$ die im bewegten System gemessene Lichtintensität, also $= \mathfrak{S}(1+\beta)$.

Der Energiesatz lautet jetzt, da die Arbeit gegen den Lichtdruck eingerechnet werden muß:

$$\mathfrak{S}' = \mathfrak{S}'D' + \mathfrak{S}'R' + p\beta \cdot c,$$

also

$$p\beta = \frac{\mathfrak{S}'}{c}(1 - D' - R'),$$

woraus

$$p(1-\beta) = \frac{\mathfrak{S}' \cdot 2R'}{c} = \frac{2\mathfrak{S}}{c}(1+\beta)R',$$

$$p = \frac{2\mathfrak{S}}{c} R' \frac{1+\beta}{1-\beta}.$$

In beiden Fällen wird daher der Lichtdruck auf die brechende Fläche gleich dem Lichtdruck des reflektierten Anteils.

2. Berechnung.

Dieselbe Rechnung wird nun auf der Grundlage der Hertzschen Theorie wiederholt. Hier wird der Lichtdruck in der Weise erhalten, daß die Resultante des Maxwellschen Spannungssystems der Kraftlinien für den allgemeinsten Fall der Bewegung aufgesucht und dann für die vorliegende Anwendung spezialisiert wird.

Diese resultierende Kraft ist[1]), wenn man die statischen Teile wegläßt,

$$K = \int dS [\mathfrak{D} \operatorname{curl} \mathfrak{E}] + \int dS [\mathfrak{B} \operatorname{curl} \mathfrak{H}],$$

für curl $\mathfrak{E}$ und curl $\mathfrak{H}$ sind die Werte aus den

1) Die Durchführung des allgemeinen Falles, in welchem diese Richtungen verschieden sind, ist zwar ebenfalls möglich, hier aber nicht erforderlich.

1) Siehe Föppl-Abraham, Theorie der Elektrizität I 414 ff., woher auch die Bezeichnungen entnommen sind.

Hertzschen Hauptgleichungen einzusetzen. Dies ergibt:

$$K=\frac{1}{c}\int dS\left\{\left[\mathfrak{D}\frac{\partial\mathfrak{B}}{\partial t}\right]+\left[\mathfrak{D}(v\nabla)\mathfrak{B}\right]-\left[\mathfrak{D}(\mathfrak{B}\nabla)v\right]\right.$$
$$\left.+\left[\mathfrak{D}\mathfrak{B}\,\mathrm{div}.v\right]\right\}$$
$$=\frac{1}{c}\int dS\left\{\left[\mathfrak{B}\frac{\partial\mathfrak{D}}{\partial t}\right]+\left[\mathfrak{B}(v\nabla)\mathfrak{D}\right]-\left[\mathfrak{B}(\mathfrak{D}\nabla)v\right]\right.$$
$$\left.+\left[\mathfrak{B}\mathfrak{D}\,\mathrm{div}.v\right]\right\}.$$

Addiert man paarweise und führt gleichzeitig den Poyntingschen Vektor

$$\mathfrak{S}=\frac{1}{4\pi c}\left[\mathfrak{E}\mathfrak{H}\right]=\frac{1}{c}\frac{1}{\varepsilon\mu}\left[\mathfrak{D}\mathfrak{B}\right]$$

ein, so wird nach einiger Umformung

$$K=\frac{1}{c^2}\int dS\left\{\varepsilon\mu\frac{\partial\mathfrak{S}}{\partial t}+(v\nabla)\varepsilon\mu\mathfrak{S}+(\varepsilon\mu\mathfrak{S}\nabla)v\right.$$
$$\left.+\left[\varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{curl}\,v\right]+\varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{div}.v\right\};$$

ι wird im folgenden = 1 gesetzt; $\mathfrak{S}$ ist bei Anvendung auf das Licht die Intensität. Dagegen st die Bedeutung von v nach der reinen Auffassung von Hertz nicht ganz bestimmt. Denn bedeutet hiernach zwar an allen Stellen, wo laterie vorhanden ist, die Relativgeschwindigeit derselben, im leeren Raum (oder reinen ther) wird dieselbe jedoch unbestimmt. Um iese Lücke auszufüllen, verstehen wir hier nter dem Bewegten die Körper und das Licht. iese Erweiterung wird sofort verständlich, wenn ir uns einen Augenblick auf den Standpunkt r Newtonschen Korpuskularhypothese stellen, ıs Licht also materiell auffassen. Wir halten ıs aber für berechtigt, dieselbe Auffassung auch f die elektromagnetische Theorie zu übertragen. enn obwohl das Licht hier nichts Materielles ehr ist, so teilt es doch mit bewegten Körrn die charakteristischen Eigenschaften der ıetischen Energie und Bewegungsgröße und t beim Auffallen auf Körper Kräfte aus wie ıe. Die Hertzsche Theorie wird durch diese rschiebung der Auffassung in keiner ihrer kannten Anwendungen beeinflußt, weshalb selbe wohl lediglich als Erweiterung gelten ın. Andererseits eröffnet sie die Möglicht, auf optische Probleme die Begriffe der vöhnlichen Mechanik anzuwenden.

Im Fall der Lichtbrechung an einer ebenen che, welche die Medien 1 und 2 trennt und r stehe, schrumpft in obiger Gleichung der egrationsraum auf die Übergangsschicht ein. bleiben nur die Differentialquotienten nach on o verschieden; ferner wird $v_y = v_z = 0$, normale Inzidenz angenommen ist. Es bleibt also, indem wir zur Schreibweise in Komponenten übergehen:

$$K_x=\frac{1}{c^2}\int dS\left\{v_x\frac{\partial(\mathfrak{S}_x\varepsilon)}{\partial x}+2\mathfrak{S}_x\varepsilon\frac{\partial v_x}{\partial x}\right\},$$
$$K_y=K_z=0.$$

Da die allgemeine Grenzbedingung verlangt, daß die tangentiellen Komponenten von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die Grenze stetig durchsetzen, so gilt das gleiche von der Normalkomponente von $\mathfrak{S}$, also

$$K_x=\frac{1}{c^2}\int dS\left\{v_x\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}+2\varepsilon\frac{\partial v_x}{\partial x}\right\}\mathfrak{S}_x,$$

oder auch

$$=\frac{1}{c^2}\int dS\left\{v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}+2\varepsilon\frac{\partial v}{\partial x}\right\}\mathfrak{S}.$$

Für die weitere Entwicklung ist es störend, daß auf der einen Seite der Grenze sowohl der einfallende als der reflektierte Strahl zu berücksichtigen ist. Es werde deshalb der einfallende Strahl in zwei Summanden zerlegt, von denen der eine gleich dem reflektierten, der andere gleich dem gebrochenen Anteil sei, und jedes Paar gesondert behandelt. Dies setzt voraus, daß sich die Lichtintensitäten einfach summieren, vernachlässigt daher die Interferenz zwischen einfallendem und reflektiertem Licht. Dies scheint deshalb erlaubt, weil die entstehenden lokalen Intensitätsunterschiede in der Gleichung für K_x durch die Integration behoben werden, sobald die brechende Fläche groß gegen die Abstände der Interferenzmaxima und -minima ist, was natürlich vorausgesetzt wird.

Erst jetzt ist v überall eindeutig als Relativgeschwindigkeit eines bestimmten Lichtstrahls gegen die Fläche bestimmt. Durch Anwendung der Maxwellschen Beziehung $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$ erhält man nun:

$$K_x=\frac{\mathfrak{S}}{c}\int dS\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}+2\varepsilon\frac{\partial\,{}^1/\sqrt{\varepsilon}}{\partial x}\right)$$
$$=\frac{\mathfrak{S}}{c}\int dS\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}-\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3}}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\right)=0.$$

Dieser Teil der Kraft ist also = 0. Der Lichtdruck auf die brechende Fläche ist auch hier gleich dem Druck des reflektierten Anteils. Das Resultat gilt für bewegte wie für ruhende Flächen, denn es ist für beliebige Werte von v und ε richtig, solange die Beziehung $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$ gilt.

Für senkrechten Einfall ist der Fresnelsche Koeffizient

$$R=\frac{\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}+\sqrt{\varepsilon_1}};$$

man hat also

$$p = 2\mathfrak{S}\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}} \text{ für ruhende Flächen,}$$

$$p' = 2\mathfrak{S}\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2'} + \sqrt{\varepsilon_1}} \text{ für bewegte Flächen,}$$

wenn ε_2, ε_1 die Dielektrizitätskonstanten der ruhenden Medien bedeuten, ε_2' die (unbekannte) Dielektrizitätskonstante des bewegten zweiten Mediums.

Ist das erste Medium der leere Raum, so wird $\varepsilon_1 = 1$.

III. Berechnung des Mitführungskoeffizienten.

Aus diesen Beziehungen läßt sich nun der „Mitführungskoeffizient" des Lichts in folgender Weise unter Anlehnung an die Mechanik ableiten:

Zu den Kräften p, p', welche das Licht auf die brechenden Flächen ausübt, gehören nach dem Reaktionsprinzip die gleichen und entgegengesetzten Kräfte, welche die Flächen auf das Licht ausüben. Diese Kräfte werden als Ursache der Brechung und Reflexion gedacht. Gleiche Kräfte auf denselben Lichtstrahl veranlassen die gleiche Brechung, d. h. gleiche Intensität, Richtung usw. des gebrochenen und reflektierten Lichts. Setzt man daher in obigen Gleichungen $p = p'$, so erhält man eine Beziehung, welche angibt, wie groß die Dielektrizitätskonstante ε_2 eines ruhenden Mediums sein muß, um für die Brechung ein bewegtes Medium mit der Konstante ε_2' gleichwertig zu ersetzen; d. h. eine Beziehung, welche die Änderung der Dielektrizitätskonstante durch die Bewegung ausdrückt.

Ausgeführt ergibt dies:

$$2\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2'} + 1}\,\frac{1+\beta}{1-\beta} = 2\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1},$$

$$2(\sqrt{\varepsilon_2'} - \sqrt{\varepsilon_2}) = 2\beta(1 - \sqrt{\varepsilon_2}\sqrt{\varepsilon_2'}),$$

und da $\beta\sqrt{\varepsilon_2}\sqrt{\varepsilon_2'}$ bis auf Größen der Ordnung β^2 gleich $\beta\varepsilon_2$ ist, in erster Näherung

$$\sqrt{\varepsilon_2'} = \sqrt{\varepsilon_2} - \beta(\varepsilon_2 - 1)$$

und

$$\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2'}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2} - \beta(\varepsilon_2 - 1)} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}} + \beta c\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_2}\right).$$

Die letzte Gleichung drückt die unter dem Namen der teilweisen Mitführung bekannte Tatsache in üblicher Weise durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten aus.

Dies Resultat steht in direktem Widerspruch mit der üblichen Auffassung, wonach der Fizeausche Versuch mit der Hertzschen Theorie unvereinbar sei. Jene Auffassung stützt sich auf die schon von Hertz betonte Tatsache, daß seine Theorie einen Einfluß einer absoluten Bewegung nicht kennt. Ist also die Bewegung eines Dielektrikums im leeren Raum eine absolute in dem Sinne, daß dabei alle in Betracht kommenden Teile des Systems an der Bewegung teilnehmen, so kann durch sie kein Einfluß auf einen beliebigen Vorgang innerhalb des Systems hervorgebracht werden, also auch keine Änderung der relativen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts im Körper. Es ist jedoch unsere Meinung, daß zu den „in Betracht kommenden" Körpern bei optischen Problemen auch die Lichtquelle gehört, welche in unserem Fall die Bewegung nicht mitmacht.

Zusammenfassung.

Vorliegende Arbeit enthält:

1. eine allgemeine Ableitung des Lichtdrucks auf bewegte Spiegel aus dem Lichtdruck auf ruhende Spiegel und dem zweiten Hauptsatz;

2. eine Ableitung des Lichtdrucks auf ruhende und bewegte brechende Flächen für den Fall senkrechter Inzidenz des Lichts und normaler Bewegung der Fläche;

3. eine Ableitung des Mitführungskoeffizienten aus dem Lichtdruck. Diese Ableitung verwendet die Begriffe der gewöhnlichen Mechanik und stellt einen Versuch dar, dieselben auch in der Optik zu verwerten.

München, Juni 1908.

(Eingegangen 11. Juni 1908.)

Minimum-Funkenpotentiale.

Von John E. Almy.

Aus neueren Arbeiten von Earhart[1]), Shaw[2]), Hobbs[3]) und Kinsley[4]) über Funkenpotentiale bei sehr kurzen Funkenstrecken scheint hervorzugehen, daß die Funkenentladung bei Potentialen eintreten kann, die weit unter dem

1) Earhart, Phil. Mag. (6) 1, 147, 1901.
2) Shaw, Proc. Roy. Soc. 73, 337. 1903.
3) Hobbs, Phil. Mag. (6) 10, 617, 1905.
4) Kinsley, Phil. Mag. (6) 9, 692, 1905.

sogenannten „Minimum-Funkenpotential" liegen. Diese Ergebnisse stehen im offenen Widerspruch zu den Ergebnissen von Carr[1]) und anderen Forschern, die alle Anzeichen für das Vorhandensein eines Minimalwertes des Potentials gefunden haben, unterhalb dessen es unmöglich war, bei irgendeiner Funkenstrecke oder irgendeinem Gasdruck überhaupt eine Entladung zu erhalten. Daher erscheinen weitere sorgfältige Untersuchungen erforderlich.

Ich montierte zunächst zwei Funkenelektroden auf einem Interferometer nach Fabry und Perot; die eine Elektrode ruhte auf dem Tische, der die bewegliche Platte des Interferometers trägt, die andere war hart an der zweiten Platte des Interferometers befestigt. Die Halter waren ziemlich starr; sie bestanden aus massiven und verstärkten Messingplatten. Als ich versuchte, Elektroden zu verwenden, die Segmente einer Kugel von 5 cm Halbmesser waren, sowie später, als ich Kugeln von 1 cm Halbmesser benutzte, bemerkte ich, daß eine Entladung, oder jedenfalls ein Kurzschluß des Entladungskreises bei Potentialen erfolgte, die beträchtlich unter dem „Minimumpotential" (ungefähr 350 Volt in Luft von Atmosphärendruck) lagen, daß aber, wenn dies der Fall war, die Elektroden ausnahmslos zueinander hingezogen wurden und miteinander zusammenschmolzen; wenn dagegen das Potential über das Minimumpotential hinaus gesteigert wurde, so erfolgt dieses Zusammenschmelzen der Elektroden sehr selten einmal. Zuweilen geschah es, daß bei Potentialen von nahezu 350 Volt eine schnelle Folge von Entladungen oder Kurzschlüssen auftrat, die von einem summenden Tone, ganz ähnlich dem des Trevelyanschen Wacklers, begleitet war; augenscheinlich wurden die Elektroden durch die zwischen den geladenen Elektroden herrschende elektrostatische Kraft in schnelle Schwingung versetzt. Offenbar waren die Halter nicht genügend starr.

Diese Erscheinung legt den Gedanken nahe, daß möglicherweise das, was man als Funkenpotentiale für sehr kurze Funken angesehen hat, überhaupt gar nicht das Potential gewesen sei, welches zur Hervorbringung einer disruptiven Entladung durch das zwischen den Elektroden vorhandene Gas notwendig war, sondern daß es vielmehr das Potential war, welches erforderlich ist, um zwischen den Elektroden eine elektrostatische Anziehung hervorzubringen, die ausreicht, eine Verschiebung gleich der Funkenstrecke zu veranlassen und dadurch die Elektroden miteinander zur Berührung zu bringen. Wenn dies der Fall ist, so würde das zur Hervorbringung einer Entladung erforderliche Potential bei solch kurzen Strecken eine Funktion der Elektrodengröße sein, besonders dann, wenn diese der Größenordnung nach der Funkenstrecke vergleichbar ist.

Um diese Frage zu untersuchen, ersann ich folgenden Apparat: In einer Knallgasflamme schmolz ich das Ende eines feinen Platindrahtes von 0,0057 cm Durchmesser; dadurch erhielt ich kugelförmige Elektroden von winzigen Abmessungen; die kleinsten so hergestellten Kugeln hatten einen Halbmesser, der sehr nahezu 0,0035 cm, und waren im wesentlichen richtige Kugeln. Zwei solcher Elektroden wur-

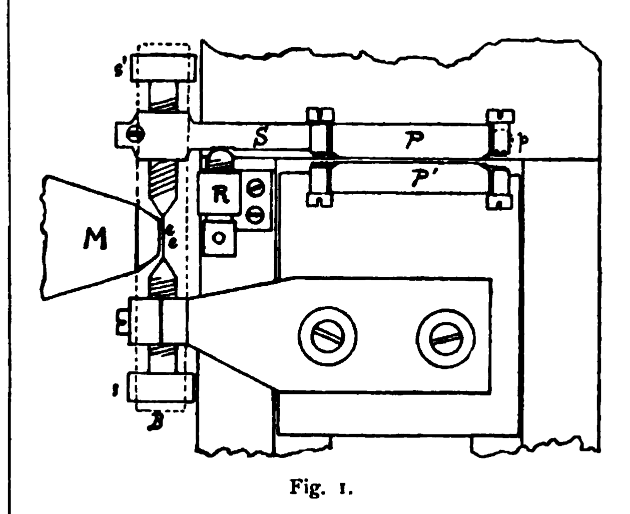


Fig. 1.

den in der Weise auf dem Interferometer befestigt, wie es der horizontale Schnitt in Fig. 1 zeigt. Die Elektroden e, e werden von Schrauben getragen, deren Gewinde sehr sicher in den stählernen Haltern geführt wird. Der eine Halter ist fest an den Schlitten des Interferometers angeklemmt und durch Ebonit isoliert; der andere, S, wird von dem Rahmen getragen, der die eine Platte des Interferometers trägt; diese Platte P ruht wiederum auf einer Stütze p, um die sie als um eine vertikale Achse frei drehbar ist, soweit es der Anschlag R gestattet, der ebenso starr hergestellt ist wie die übrigen Teile des Apparates. Um toten Gang und etwaige Unfestigkeit der Einstellung der einzelnen Teile aufzuheben, wurden um die Elektroden eine Anzahl starker Gummibänder B, B gespannt, die auf die Schraubenköpfe s, s drückten. Ein horizontal angeordnetes Mikroskop von hoher Auflösungskraft, M, ermöglichte die sorgfältige Einstellung der winzigen Elektroden und gestattete, die Vorgänge mit dem Auge zu verfolgen. Ohne die Gummibänder war es nicht möglich, das System hinreichend starr zu machen, daß die

1) Carr, Proc. Roy. Soc. 71, 374, 1903.

Elektroden bei Anlegung von Potentialen von nahezu 300 Volt bei Funkenstrecken von wenigen Wellenlängen des Natriumlichtes nicht sichtbar bewegt wurden. Bei Anwendung der Gummibänder folgt die Trennung der Elektroden sofort der Verschiebung der Interferometerbanden, und daß durch die Gummibänder die Genauigkeit des Interferometers bei der Messung der Funkenstrecke nicht beeinträchtigt wurde, wenigstens nicht, soweit die Bewegung der Interferometerplatten in Frage kommt, wurde durch Messungen der Wellenlänge des Natriums nachgewiesen; diese Messungen ergaben mit und ohne die Gummibänder dieselben Werte.

Das angewendete elektrische System war das übliche: Eine Akkumulatoren-Batterie lieferte ein Potential von 1200 Volt; sie war durch einen Jodkadmium-Amylalkoholwiderstand geerdet; die Funkenstrecke und ein Westonvoltmeter wurden parallel zueinander von diesem Widerstand durch eine in der Jodkadmiumlösung verschiebbare Elektrode abgezweigt; auf diese Weise konnte das an die Funkenstrecke angelegte Potential beliebig verändert und unmittelbar abgelesen werden. Zeitweilig wurden ein Hilfskreis mit 2,2 Volt und ein Galvanometer benutzt, um Kurzschluß der Funkenstrecke nachzuweisen, aber die auf diese Weise vorgenommenen Einstellungen erwiesen sich als weniger bestimmt und wiederholungsfähig als die an dem regulären Funkenkreis mit Spannungen von 10 bis 20 Volt vorgenommenen. Das Verfahren war meistens folgendes: Die Elektroden, welche anfangs deutlich miteinander in Berührung waren, wurden schrittweise um je 0,1 Wellenlänge des Natriumlichtes voneinander entfernt, und nach jedem solchen Schritt wurde mit der Spannung von 10 Volt auf Kurzschluß hin untersucht; sobald ein offener Kreis erhalten worden war, wurden dann die Elektroden um eine bestimmte Anzahl von Wellenlängen voneinander getrennt und das Potential allmählich bis auf einen Wert erhöht, der etwas niedriger war als das „Minimumpotential"; wenn nach genügend langem Warten dieses Potential keine Entladung ergab, wurde die Funkenstrecke um eine Wellenlänge verkürzt und der Versuch wiederholt; wenn dieses Verfahren so lange wiederholt worden war, bis die Funkenstrecke fraglos außerordentlich klein war und dem hohen Potential mehrere Minuten ohne Anzeichen einer Entladung ausgesetzt worden war, wurde das Potential auf 10 Volt herabgesetzt und die Strecke gemessen, um welche sich die Elektroden bewegen mußten, um Kurzschluß zu liefern. Beispielsweise wurden bei Verwendung zweier Platinkugeln von annähernd je 0,007 cm Durchmesser die folgenden Beobachtungen verzeichnet:

Angelegte Spannung in Volt	Funkenstrecke in Wellenlängen	Beobachtung
325	0,1	kein Funke
275	0,8	kein Funke
310	0,4	keine Entladung
310	0,55	keine Entladung, die Spannung war 5 Minuten lang angelegt
340	0,6	Entladung erfolgte
340	1,5	Entladung erfolgte
340	2,5	ein einzelner Funke trat auf, indessen konnte mit dieser Spannung kein zweiter erhalten werden.
365	2,5	ein zweiter Funke trat auf
340	3	ein einzelner Funke
340	5	ein einzelner Funke
410	10,5	wiederholte Entladung

Bei Verwendung von Kugeln von ungleicher Größe, mit 0,008 cm und 0,0057 cm Durchmesser, erhielt ich folgende Ergebnisse:

Angelegte Spannung in Volt	Beobachtung	Gemessene Funkenstrecke in Wellenlängen
280	keine Entladung	0,8
310	keine Entladung	0,7
335	keine Entladung	0,6
350	Entladung	0,6

Danach wurden die winzigen Kügelchen durch ein paar Stahlnadeln ersetzt. Nadelspitzen sind keineswegs geometrisch spitz, sondern gewöhnlich annähernd parabolisch im axialen Schnitt. Das Aussehen der benutzten Nadeln, bei Betrachtung unter dem Mikroskop, ist aus Fig. 2 ersichtlich; der Durchmesser in

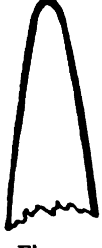


Fig. 2.

einem Abstand von der äußersten Spitze gleich dem Krümmungsradius an dieser Spitze betrug annähernd 0,0007 cm. Mit zwei derartigen Elektroden machte ich bei Funkenstrecken von weniger als einer Wellenlänge des Natriumlichts die folgenden Beobachtungen:

Angelegte Spannung in Volt	Beobachtung	Funkenstrecke in Wellenlängen gemessen
320	keine Entladung	0,9
330	keine Entladung	0,7
330	Spannung 5 Minuten lang angelegt, keine Entladung	0,5
330	keine Entladung	0,25

Ich wählte nun eine bestimmte Funkenstrecke und erhöhte die angelegte Spannung allmählich, bis eine Entladung oder ein Kurzschluß erfolgte. Dabei machte ich die folgenden Beobachtungen:

Funkenstrecke in Wellenlängen	Spannung, bei welcher Entladung oder Kurzschluß erfolgte, in Volt	Beobachtung
0,15	270	Kurzschluß erfolgte; im Mikroskop war keine Entladung zu beobachten
0,2	345	Kurzschluß erfolgte; die Elektroden wurden miteinander verschmolzen gefunden
0,35	360	Funke ging deutlich sichtbar über, Stromkreis blieb bei geringeren Spannungen offen

Hiermit scheint bündig bewiesen, daß bei Funkenstrecken bis herab zu mindestens 0,3 Wellenlängen des Natriumlichtes, also bis 0,0000177 cm, eine Spannung von 330 Volt nicht hinreicht, um Entladung durch Luft von Atmosphärendruck hervorzubringen, während eine solche von 360 Volt dazu ausreicht.

Es ist interessant, die Natur der Entladung bei diesen winzigen Funkenstrecken zu beachten. Unter dem Mikroskop (in etwa 500-facher Vergrößerung) sieht man, daß die Entladung, die bei Spannungen in der Nähe des „Minimumpotentials" auftritt, eine ruhige leuchtende Glimmentladung ist, deren Leuchten an einer Stelle einsetzt, die etwas hinter der Nadelspitze liegt, die Nadel vollständig umgibt und sich rückwärts längs der Nadel (nur an einer Elektrode) erstreckt, genau so wie das negative Glimmlicht um eine Kathode in einem Gase bei niedrigem Druck. An der äußersten Nadelspitze war aber kein Leuchten zu sehen. Bei höheren Potentialen dagegen geht eine helle, gedrängte Entladung in einer enger begrenzten Bahn über, die unter dem Mikroskop sehr ähnlich wie eine lange Bogenentladung aussieht. Bei einer Funkenstrecke von mehreren Wellenlängen bemerkte ich gelegentlich einen Übergang szintillierender Teilchen (Staub- oder Metallteilchen?) von einer Elektrode zur andern; ein- oder zweimal trat dies bei Potentialen unterhalb des „Minimums" auf, ließ sich aber nicht wiederholen. Die folgenden, mit Stahlnadeln als Elektroden gemachten Beobachtungen geben ein gutes Bild:

Funkenstrecke in Wellenlängen	Spannung in Volt	Beobachtung
0,4	345	keine Entladung
0,3	345	keine Entladung
	350	Glimmentladung
1,0	345	keine Entladung
	350	Glimmentladung
1,5	345	keine Entladung
	350	Glimmentladung
2,5	345	keine Entladung
	350	Glimmentladung
4,0	345	keine Entladung
	350	Glimmentladung
7,5	320	Szintillieren; hörte sofort auf
	350	Glimmentladung, kontinuierlich
	440	Bogenentladung
9,0	490	Bogenentladung; keine Glimmentladung wurde erhalten
10	505	Bogenentladung; keine Glimmentladung wurde erhalten
12,5	530	Bogenentladung; keine Glimmentladung wurde erhalten
15	600	Bogenentladung; keine Glimmentladung wurde erhalten

Aus den mitgeteilten Beobachtungen scheint zwingend hervorzugehen, daß, wenigstens bei Verwendung winziger Elektroden, deren Größe mit der der Funkenstrecke vergleichbar ist, ein „Minimumpotential" besteht, unterhalb dessen, unabhängig von der Beschaffenheit der Funkenstrecke, keine richtige Funkenentladung stattfindet. Es scheint auch sehr wahrscheinlich, daß das Paschensche Gesetz von der umgekehrten Proportionalität zwischen der Funkenlänge und dem Gasdruck auf kürzere Funkenstrecken, als sie dem „Minimumpotential" entsprechen, ebenfalls anwendbar ist. Einige Versuche zur Bestätigung dieser Behauptung bei Drucken unter einer Atmosphäre haben gute Ergebnisse geliefert; bei Atmosphärendruck sind die in Frage kommenden Strecken so überaus klein, daß die Aufgabe, das Funkenpotential zu bestimmen, wenn die Entladung durch die kurze Strecke überzugehen gezwungen wird, äußerst schwierig ist. Die erhaltenen Ergebnisse sollen in einer späteren Arbeit mitgeteilt werden.

In Anbetracht der elektrostatischen Kraft, die zwischen zwei in so geringe Entfernungen voneinander gebrachten großen Elektroden herrscht, wie sie Earhart, Shaw und Hobbs benutzt haben, scheint es keineswegs unwahrscheinlich, daß die Spannungen, welche genügten, um ihre Elektroden zur Berührung zu bringen, vielleicht bei geringeren Potentialen als dem „Minimum" aufgetreten sind. Die Potentiale, welche einen Kurzschluß in der Fun-

kenstrecke hervorbringen, wären dann einfach die zur Erzeugung der erforderlichen Verschiebung der Elektrode notwendigen.

Im Zusammenhang mit dieser Frage nach den kurzen Funken möge auf den Umstand hingewiesen werden, daß Earhart[1]) und Shaw[2]) in neueren Arbeiten über Funkenpotentiale in flüssigen Dielektriken anscheinend nicht den Versuch gemacht haben, die untersuchten Flüssigkeiten von Staub oder sonstigen fremden Teilchen frei zu halten. Allerdings führt Earhart als Begründung für diese Vernachlässigung die Tatsache an, daß das Funkenpotential für den zweiten und die späteren Funken dasselbe war wie für den ersten, aber das ist in Wirklichkeit ein Zeichen dafür, daß der bereits vorhandene Staub tatsächlich das Entladungspotential beeinflußt. Bekanntlich führt der Übergang eines Funkens in irgendeinem isolierenden Öl ausnahmslos zur Bildung von Kohleteilchen, und diese Teilchen sammeln sich zwischen den Elektroden an; es ist nun kaum wahrscheinlich, daß das Vorhandensein von Teilchen eines so gut leitenden Materials wie Kohle in der Funkenstrecke ganz ohne Einfluß auf die Entladung sein könne. Es erscheint vielmehr wahrscheinlich, daß die vor dem ersten Funken vorhandenen Teilchen in derselben Weise wirkten wie Kohleteilchen. Ich habe deutlich nachgewiesen[3]), daß der Übergang eines Funkens durch ein Öl in der Tat das zur Erzeugung der Entladung erforderliche Potential sehr wesentlich beeinflußt. So wertvoll also die Ergebnisse von Earhart und Shaw für die Darstellung der tatsächlichen Bedingungen sind, unter denen man gewöhnlich Funken erhält, so können sie doch nicht als eine Darstellung der Potentiale angesehen werden, die nötig sind, um Funkenentladung durch die gegebenen Entfernungen in der reinen Flüssigkeit hervorzubringen.

1) Earhart, Phys. Rev. **23**, 358, 1906.
2) Shaw, Phil. Mag. (6) **12**, 317, 1906.
3) Almy, Ann. d. Phys. (4) **1**, 508, 1900.

Brace Laboratorium, Lincoln, Nebr. U. S. A.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Mai 1908.)

Über die Lebensdauer des Radiums.

Von Bertram B. Boltwood.

Die von Rutherford und Soddy zur Erklärung des Verhaltens radioaktiver Stoffe aufgestellte Theorie nimmt an, daß die Erscheinungen der Radioaktivität von dem Zerfall der Atome der radioaktiven Elemente und von der Erzeugung von Atomen anderer Elemente mit abweichenden physikalischen und chemischen Eigenschaften begleitet sind. Auf der Grundlage dieser Theorie muß man unbedingt schließen, daß in irgendeinem Radiumsalz ein bestimmter Bruchteil der Gesamtzahl aller vorhandenen Radiumatome beständig in Atome anderer Stoffe umgewandelt wird.

Rutherford hat eine Reihe von Schätzungen über die ungefähre Größenordnung der im Radium vor sich gehenden Veränderung vorgenommen. Aus der an Radiumsalzen beobachteten Wärmewirkung berechnete er zuerst, daß die Halbwertperiode des Radiums — d. i. die Zeit, die erforderlich ist, damit von einer gegebenen Menge Radium genau die Hälfte in andere Stoffe zerfällt — ungefähr 800 Jahre betrage[1]), indessen entschied er sich sehr bald darnach für 1500 Jahre[2]) als für einen wahrscheinlicheren Wert.

Später[3]) konnte er dann die Menge positiver Elektrizität bestimmen, welche einem isolierten Leiter durch die α-Teilchen mitgeteilt wird, die aus einer bekannten Gewichtsmenge Radiumbromid in Gestalt einer dünnen Schicht ausgehen; auf diese Weise erhielt er weitere Werte, auf die er eine Berechnung der Lebensdauer des Radiums gründen konnte. Wenn beispielsweise die Schicht 0,484 mg Radiumbromid enthielt, so wurde die Stromstärke, die von der Ladung herrührte, welche die α-Teilchen mit sich führten, zu $9{,}8 \cdot 10^{-13}$ Ampere gefunden. Das entsprach einem Werte von $2{,}03 \cdot 10^{-9}$ Ampere auf ein Gramm Radiumbromid, und — da meistens nicht mehr als die Hälfte der α-Teilchen entwichen (die übrigen wurden nämlich von der Platte absorbiert, auf welcher die Schicht ruhte) — so war die Gesamtladung, welche die von einem Gramm Radiumbromid in einer Sekunde ausgehenden α-Teilchen mit sich führten, gleich $4{,}07 \cdot 10^{-9}$ Ampere. Unter der Annahme, daß die Ladung, welche jedes α-Teilchen mit sich führt, dieselbe sei wie die an einem Ion haftende Ladung, nämlich $1{,}13 \cdot 10^{-19}$ Coulomb, ergab sich die Gesamtzahl der in einer Sekunde von einem Gramm Radiumbromid ausgesandten α-Teilchen zu $3{,}6 \cdot 10^{10}$. Die Zusammensetzung des verwendeten Radiumsalzes wurde als $RaBr_2$ mit einem Gehalt von 58 v. H. reinen Radiums angenommen, und daraus folgte, daß die Gesamtzahl der α-Teilchen, die in einer Sekunde aus einem Gramm Radium fortgeschleudert werden, $6{,}2 \cdot 10^{10}$ war. Diese Zahl galt für Radium selbst, das heißt für Radium, welches frei ist von anderen Produkten (*Em*, *RaA* usw.). Nimmt man an, daß ein Atom Radium, wenn es zerfällt, um ein Atom Emanation zu bilden,

1) Bakerian Lecture, Trans. Roy. Soc. **204**, 169, 1904.
2) Radioactivity, 1. Aufl., S. 333, 1904.
3) Phil. Mag. (6) **10**, 193, 1905.



ein einziges α-Teilchen aussendet, so ist die Anzahl der α-Teilchen, welche in jeder Sekunde von einem Gramm Radium fortgeschleudert werden, ein Maß für die Anzahl der Atome, welche in demselben Zeitraume eine Veränderung erfahren. Es läßt sich nachweisen, daß die Anzahl der Atome in einem Gramm Radium annähernd gleich $3{,}6 \cdot 10^{21}$ ist. Die Anzahl der in jeder Sekunde zerfallenden Atome ist, auf Grund der Anzahl der ausgesandten α-Teilchen berechnet, gleich $6{,}2 \cdot 10^{10}$. Der Bruchteil der Gesamtzahl, der in jeder Sekunde eine Umwandlung erfährt, ist demnach $1{,}72 \cdot 10^{-11}$, oder, auf ein Jahr umgerechnet, $5{,}4 \cdot 10^{-4}$. Hieraus folgt, daß die Halbwertperiode des Radiums ungefähr 1300 Jahre beträgt.

Nicht lange nach der Ausführung der vorstehenden Berechnung bestimmte Rutherford experimentell die Geschwindigkeit und das Verhältnis zwischen Ladung und Masse für die von den Radiumprodukten ausgehenden α-Teilchen; er fand dabei, daß e/m annähernd gleich ;,1 $\cdot 10^3$ sei. Da nun der Wert von e/m für las Wasserstoffion bei der Elektrolyse des Vassers nahezu 10^4 ist, so schloß er, daß von len drei Möglichkeiten, daß das α-Teilchen . entweder ein Wasserstoffatom ist, das die onenladung für Wasserstoff mit sich führt, oder . ein Heliumatom ist, das die doppelte Ionenıdung für Wasserstoff mit sich führt, oder . ein halbes Heliumatom ist, das eine einzige onenladung mit sich führt, — daß von diesen rei Möglichkeiten die zweite am wahrscheinchsten ist. Rutherford hat nachgewiesen[1]), aß bei Anwendung dieser Annahme auf die erechnung der Anzahl sekundlich von einem ramm Radium ausgesandter α-Teilchen ein Vert erhalten wird, der halb so groß ist wie er oben berechnete, nämlich $3{,}1 \cdot 10^{10}$. Dieser Vert würde für die Halbwertperiode des Raıums 2600 Jahre statt 1300 Jahre ergeben.

Rutherford hat die Versuchsergebnisse ezüglich der Geschwindigkeit und des Wertes n e/m für die α-Teilchen auch benutzt, um f Grund der Wärmewirkung von Radiumomid die Zahl der α-Teilchen zu schätzen. s hat sich ergeben, daß die von reinem Raumbromid ausgestrahlte Wärme ungefähr o Grammkalorien stündlich auf ein Gramm ıdium beträgt, welches Gleichgewichtsmengen iner unmittelbaren Produkte enthält. Das ist echanisch äquivalent mit $1{,}16 \cdot 10^6$ Erg in der kunde. Nehmen wir die Energie des vom ıdium selbst kommenden α-Teilchens zu 19 ındertsteln der Gesamtenergie an, die von n vier α-Strahlen-Umwandlungen (*Ra*, *Em*, *ıA* und *RaC*) herrührt, so beträgt die Wärmewirkung, die man dem Radium allein zuschreiben kann, $2{,}24 \cdot 10^5$ Erg in der Sekunde für jedes Gramm. Dabei ist die Annahme zugrunde gelegt, daß die als Wärme ausgesandte Energie von der kinetischen Energie der fortgeschleuderten α-Teilchen herrührt. Da die Energie eines α-Teilchen aus dem Radium selbst $2{,}41 \cdot 10^{14}\, e$ ist, wenn der Wert von e in elektromagnetischen Einheiten ausgedrückt wird, so ist die Anzahl der α-Teilchen, die sekundlich von einem Gramm reinen Radiums ausgeschleudert werden, das frei von seinen Produkten ist, gleich $\frac{29{,}9}{10^{10} \cdot e}$. Nehmen wir nun an, daß der Zerfall des Radiumatoms begleitet sei entweder 1. von der Ausschleuderung eines einzigen α-Teilchens mit einer Masse gleich der eines Heliumatoms und mit der doppelten Ladung eines Wasserstoffions, oder 2. von der Ausschleuderung zweier α-Teilchen mit einer Masse gleich der halben Masse eines Heliumatoms und mit einer einzigen Ionenladung, — so ist die Anzahl der Atome, die in einem Gramm Radium in einer Sekunde zerfallen, gegeben zu $4{,}1 \cdot 10^{10}$/Sek., oder zu $12{,}7 \cdot 10^{17}$ im Jahr. Nimmt man die Gesamtzahl der Atome in einem Gramm Radium zu $3{,}6 \cdot 10^{21}$ an, so ist der jährlich zerfallende Bruchteil gleich $3{,}5 \cdot 10^{-4}$ und die Halbwertperiode annähernd 2000 Jahre. Der letztere Wert beträgt ungefähr 77 v. H. der höchsten auf Grund der Messung der von den α-Teilchen mitgeführten Ladung gemachten Schätzung.

Nun sind die genauen Werte vieler der bei den vorstehenden Berechnungen benutzten Größen verhältnismäßig unsicher, und man darf daher nicht erwarten, daß die nach den verschiedenen Methoden gewonnenen Ergebnisse bestenfalls mehr als die ungefähre Größenordnung für die Geschwindigkeit geben, mit der die Umwandlung im Radium erfolgt.

Die Menge Emanation, welche ein Gramm Radium erzeugt, ist gleichfalls ein Maß für die Zerfallsgeschwindigkeit des Radiums. Die Ergebnisse, welche Ramsay und Soddy auf Grund von Messungen des Volumens der von bekannten Mengen verschiedener Radiumsalze hervorgebrachten Emanation erhalten haben, stimmten gut mit den Größen überein, die nach der Umwandlungsgeschwindigkeit gemäß den ersten Berechnungen von Rutherford[1]) zu erwarten waren. Ganz kürzlich haben nun Cameron und Ramsay[2]) einen Bericht über die Ergebnisse einiger ähnlicher Versuche veröffentlicht, die sie als Zeichen dafür deuten, daß die Umwandlungsgeschwindigkeit des Radiums viel größer ist, als man allgemein an-

1) Phil. Mag. (6) **12**, 348, 1906.

1) Radioactivity, 2. Aufl., S. 458, 1905.

2) Journ. Chem. Soc. **91**, 1266, 1907.

genommen hatte; sie haben dann auf Grund dieser Ergebnisse berechnet, daß der täglich zerfallende Bruchteil des Radiums $1{,}162 \cdot 10^{-6}$ ist, was einer Halbwertperiode von nur 163 Jahren entspricht.

Theorie der vorliegenden Versuche.

Aus der Zerfallstheorie folgt, daß, wenn in irgendeinem System radioaktiver Stoffe, das aus einem Vaterelement, A, und einer Reihe aufeinanderfolgender Zerfallsprodukte, B, C usw., besteht, die Mengen der einzelnen Produkte ihren höchsten möglichen Wert erreicht haben, und in dem System ein radioaktiver Gleichgewichtszustand eingetreten ist, daß dann die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome der Vatersubstanz gleich der Anzahl der in demselben Zeitraum zerfallenden Atome eines jeden der folgenden Produkte ist. Ist die Anzahl der Atome der Stoffe A, B und C bezw. gleich P, Q und R, und sind λ_1, λ_2 und λ_3 die entsprechenden Umwandlungskonstanten oder die Bruchteile der Gesamtmengen der einzelnen Stoffe, die in jeder Sekunde eine Umwandlung erfahren, so wird die Beziehung, welche unter der Bedingung des Gleichgewichts besteht, durch die Gleichung

$$\lambda_1 P = \lambda_2 Q = \lambda_3 R$$

gegeben, und die in jeder Sekunde zerfallende Menge des ersten Produktes B, die das zweite Produkt C bildet, ist genau gleich der Menge von B, die sekundlich durch den Zerfall der Vatersubstanz A gebildet wird. Das folgt eben aus der Annahme eines Gleichgewichtszustandes; wäre nämlich die in einer Sekunde zerfallende Menge von B größer oder kleiner als die in demselben Zeitraum gebildete Menge, so würde das Mengenverhältnis zwischen B und A dementsprechend abnehmen oder zunehmen, was mit der Grundannahme im Widerspruch steht.

Wenn wir also die Umwandlungsgeschwindigkeit λ_2 für das Produkt B finden wollen, und eine unmittelbare Bestimmung dieser Größe aus irgendeinem Grunde unausführbar ist, so sind wir in der Lage, von ihrem Werte dadurch Kenntnis zu erlangen, daß wir die in einem gegebenen Zeitraum aus einer bekannten Menge (P) von A gebildete Menge von B vergleichen mit der Menge von B, die mit P in radioaktivem Gleichgewicht steht. Es ist also:

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1 P}{Q},$$

wo $\lambda_1 P$ die sekundlich durch P Atome der Vatersubstanz A gebildete Menge von B ist.

Beim Radium ist es nun wegen seines seltenen Vorkommens und des langsamen Verlaufes seiner Umwandlung einstweilen nicht möglich, durch unmittelbare Messungen an Radiumverbindungen genau festzustellen, wie schnell sein Zerfall erfolgt. Die primären Uranmineralien indessen stellen Systeme dar, die sicherlich alt genug sind, damit die verschiedenen Produkte einen Gleichgewichtszustand erreicht haben können. Wenn man daher die Vatersubstanz, aus welcher das Radium gebildet wird, aus einem solchen Mineral abscheiden kann, und dann die von dieser Vatersubstanz gebildete Menge Radium messen und sie unmittelbar mit der Radiummenge vergleichen kann, mit der die Vatersubstanz in dem Mineral vergesellschaftet war, so ist es möglich, eine genauere Kenntnis von der Umwandlungskonstante des Radiums zu gewinnen, als man nach anderen Methoden erhalten kann.

Das konstante Verhältnis, das, wie man gefunden hat, zwischen den Mengen Uran und Radium in verschiedenen Mineralien besteht, ist ein sehr bündiger Beweis zugunsten der Annahme, daß Radium ein Zerfallsprodukt des Urans ist, aber alle Versuche, die unternommen worden sind, um das Anwachsen des Radiums in Verbindungen reinen Urans nachzuweisen, haben ergeben, daß, sofern überhaupt Radium gebildet wurde, es jedenfalls zu einem sehr kleinen Bruchteil des Betrages gebildet wurde, der auf Grund anderer Betrachtungen zu erwarten war. Es wäre indessen möglich, daß die Umwandlung des Uran X in Radium keine unmittelbare wäre, und daß die Atome Uran X zerfallen und Atome eines unbekannten Zwischenproduktes mit einer geringen Umwandlungsgeschwindigkeit bilden, aus dem dann schließlich Radium erzeugt würde.

Alle Anzeichen sprachen zugunsten der Annahme, daß dieses Zwischenprodukt, falls es bestände, eine so langsame Veränderung erfährt, daß es für die Bestimmung der Bildungs- (und Zerfalls-)geschwindigkeit des Radiums alle Vorteile einer wirklichen Vatersubstanz bietet. Bei der Suche nach diesem möglichen Zwischenprodukt fand sich schließlich[1]), daß sich aus Uranmineralien ein Stoff abscheiden ließ, aus dem zweifellos Radium in leicht meßbaren Mengen erzeugt wurde. Dieser Stoff wurde mit Thorium zusammen abgeschieden, blieb mit diesem sehr hartnäckig vereint, und zeigte ein chemisches Verhalten, das mit dem von Debierne als charakteristisch für Aktinium angegebenen nahezu identisch war. Ich glaubte daher zunächst, daß der radiumbildende Stoff Aktinium wäre, obschon ich vollauf die Notwendigkeit weiterer Forschungen anerkannte, bevor eine endgültige Folgerung gezogen werden könnte. Ich habe deshalb weitere Untersuchungen unternommen und auf Grund ihrer Ergebnisse festgestellt, daß der radiumerzeugende Stoff ein neues radioaktives Element war, dem

1) Diese Zeitschr. 7, 915, 1906.



ich den Namen „Ionium" beilegte.[1]) Inzwischen hatte Rutherford gefunden[2]), daß Radium zwar in einem von ihm untersuchten käuflichen Aktiniumpräparat gebildet wurde, daß aber der Stoff, aus welchem das Radium entstand, teilweise von dem Aktinium abgetrennt werden konnte und somit nicht mit diesem identisch sein konnte.

Experimenteller Teil.

Die in dieser Arbeit zu beschreibenden Versuche sind in der Absicht unternommen worden, die Zerfallsgeschwindigkeit des Radiums zu bestimmen. Das Verfahren bestand darin, das Ionium aus bestimmten Mengen gewisser Uranmineralien abzuscheiden und die von dem abgeschiedenen Ionium in bekannten Zeiträumen erzeugten Radiummengen mit den ursprünglich mit ihm vergesellschaftet gewesenen Radiummengen zu vergleichen.

Die in den verwendeten Mineralien vorhandene Radiummenge wurde durch Vergleichung der Aktivität der Höchst- oder Gleichgewichtsmenge der von einer kleinen Probe des gepulverten Materials entwickelten Emanation mit der Aktivität der Emanation aus einer Lösung von bekanntem Radiumgehalt bestimmt.

Die Ioniumlösungen wurden in Glasröhrchen eingeschmolzen, und von Zeit zu Zeit wurde die vorhandene Radiummenge durch Auskochen der Gase aus den einzelnen Röhrchen und Messung der Aktivität dieser Gase mit einem Elektroskope bestimmt. Die auf diese Weise gewonnene Radiumemanation ist ein Maß für die zu irgendeiner Zeit in der Röhre vorhandene Radiummenge, sie ist aber bei kurzen Ansammlungszeiten der tatsächlich in der Lösung enthaltenen Radiummenge nicht direkt proportional.[3])

Wenn eine frisch hergestellte radiumfreie Ioniumlösung eingeschmolzen wird und Radium in einem konstanten Verhältnis hervorgebracht wird, so ist nach Verlauf von t Tagen die in der Lösung vorhandene Emanationsmenge proportional

$$qt - \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}),$$

wenn q die täglich erzeugte Radiummenge, als Funktion ihrer Gleichgewichtsmenge Emanation ausgedrückt, und λ die Umwandlungskonstante für die Emanation unter Zugrundelegung des Tages als Zeiteinheit ist. Das Verhältnis zwischen der nach Verlauf von t Tagen in der Lösung vorhandenen Emanationsmenge einerseits und der mit der gesamten dann vorhandenen Radiummenge in Gleichgewicht stehenden Emanationsmenge andererseits würde gleich

$$\frac{qt - \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})}{qt}$$

oder

$$1 - \frac{1}{\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})$$

sein.

So würde beispielsweise nach Verlauf von vier Tagen, wenn man λ zu 0,178 annimmt, der Wert dieses Verhältnisses

$$1 - \frac{1}{0{,}712}(1 - 0{,}49) = 0{,}286$$

sein, das heißt, die vorhandene Emanationsmenge würde das 0,286fache der mit dem in der Lösung vorhandenen Radium im Gleichgewicht stehenden Menge betragen.

Wenn in dem Ionium anfänglich eine Radiummenge q_0 vorhanden ist, so wird der Bruchteil ihrer Gleichgewichtsmenge Emanation, der sich in der Zeit t in der Lösung ansammeln wird, gleich

$$q_0(1 - e^{-\lambda t}) + qt\left[1 - \frac{1}{\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})\right]$$

sein.

In dieser Form wurde der Ausdruck zur Ausrechnung der Versuchsergebnisse angewandt. Ich zeichnete auf Koordinatenpapier zwei Kurven mit der Zeit in Tagen als Abszisse, eine für die Werte von $(1 - e^{-\lambda t})$, die andere für die Werte von $\left(1 - \frac{1}{\lambda t}[1 - e^{-\lambda t}]\right)$; diese Kurven lieferten ein bequemes Mittel, um schnell die Werte dieser Größen für verschiedene Zeiträume zu erhalten.

Wurde nach einer Untersuchung einer Lösung früher als nach 30 Tagen eine zweite Untersuchung ausgeführt, so war der für die Emanationsmenge im zweiten Falle gefundene Wert um einen Betrag gleich $Je^{-\lambda t_2}$ größer, wo J die bei der ersten Untersuchung gefundene Aktivität der Emanation und t_2 der Zeitraum zwischen den beiden Untersuchungen ist.

Die Methode, die ich bei der Ausrechnung der Versuchsergebnisse befolgt habe, wird aus folgendem Beispiel ersichtlich werden: Ich stellte eine Ioniumlösung (Lösung 3) her und schmolz sie ein, nachdem ich sie, um alle Emanation zu entfernen, gründlich ausgekocht hatte. Nach 5 Tagen und 22 Stunden wurden die Gase ausgekocht und im Elektroskop untersucht. Der von der Radiumemanation herrührende Elektrizitätsverlust ergab sich zu 0,094 Skalenteilen in der Minute. Nach weiteren 18 Tagen — also 23,9 Tage nach Beginn des Versuches —

1) Diese Zeitschr. **8**, 884, 1907.

2) Nature **76**, 270, 1907; **76**, 126, 1907. — Phil. Mag. (6) **14**, 733, 1907.

3) Die für diesen Fall geltenden allgemeinen mathematischen Betrachtungen sind von Rutherford erörtert und entwickelt worden. Phil. Mag. (6) **14**, 733, 1907.

wurden die Gase wiederum ausgetrieben; die jetzt gefundene Aktivität der Emanation betrug 0,613 Skalenteile des Elektroskops. Der beim ersten Versuche gefundene Wert war 0,094, und $0{,}094 \cdot e^{-18\lambda}$ ist 0,004; diese Größe wurde daher dem Werte 0,613 zugezählt und ergab 0,617 Skalenteile in der Minute für die Aktivität der Emanation zur Zeit der zweiten Untersuchung. Die Gleichungen hatten dann die Form:

für 5,9 Tage:

$$0{,}65\, q_0 + 2{,}25\, q = 0{,}094,$$

und für 23,9 Tage:

$$0{,}986\, q_0 + 18{,}36\, q = 0{,}617.$$

Aus diesen Gleichungen erhielt ich nun die Werte

$$q = 0{,}0317$$

und

$$q_0 = 0{,}034.$$

Die Empfindlichkeit des Elektroskops war so groß, daß ein Elektrizitätsverlust von 1,00 Skalenteilen in der Minute der aus $1{,}05 \cdot 10^{-9}$ Gramm Radium sich ergebenden Gleichgewichtsmenge Emanation entsprach. Die täglich erzeugte Radiummenge war also $0{,}0333 \cdot 10^{-9}$ Gramm, und die anfänglich in der Lösung vorhanden gewesene Menge $0{,}0357 \cdot 10^{-9}$ Gramm.

Ioniumlösung 1.

Die Herstellungsweise dieser Lösung ist bereits in einer früheren Arbeit[1]) beschrieben worden. Das verwendete Mineral bestand in etwa einem Kilogramm rohen Carnotiterzes, das annähernd 9 v. H. Uran und eine Gesamtmenge von ungefähr $3{,}1 \cdot 10^{-5}$ Gramm Radium enthielt.[2])

Diese Lösung wurde während eines Zeitraums von insgesamt 539 Tagen auf den Zuwachs an Radium hin untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse habe ich in der nachstehenden Tabelle I aufgeführt.

In dieser Tabelle gibt die erste Spalte die Nummer des einzelnen Versuchs an, und zwar bedeutet die Nummer 1 den ersten Versuch, Nummer 2 den zweiten usf. Die zweite Spalte gibt die Zeit in Tagen, welche seit dem Zeitpunkt, an dem die Lösung hergestellt und eingeschmolzen wurde, bis zu dem Zeitpunkte verstrichen ist, zu dem die bezeichnete Untersuchung vorgenommen wurde. Die dritte Spalte gibt die bei jedem einzelnen Versuch erhaltene Menge der Radiumemanation wieder, und zwar ausgedrückt als Funktion der Gewichtsmenge Radium, mit der sie im Gleichgewicht stehen würde. Die vierte Spalte endlich enthält die während der verschiedenen Zeiträume täglich erzeugte Radiummenge, in der bereits erörterten Weise berechnet.

Tabelle I.
Anwachsen des Radiums in Lösung 1.

I	II	III	IV
1	69 Tage	$5{,}58 \cdot 10^{-9}$ g	
2	263 „	9,22 „ „	$0{,}0187 \cdot 10^{-9}$ g
3	376 „	11,38 „ „	0,0192 „ „
4	539 „	14,43 „ „	0,0188 „ „

1) Sill. Journ. **25**, 371, 1908.
2) Dies ist die in einer früheren Arbeit (diese Zeitschr. **7**, 915, 1906) erwähnte Lösung. In der angeführten Arbeit sind der Urangehalt des verwendeten Minerals und die in den ersten 193 Tagen erzeugte Radiummenge ungenau angegeben.

Die täglich erzeugte Radiummenge, wie sie sich aus den Ergebnissen der ersten und der letzten Untersuchung allein ergibt, ist $0{,}0188 \cdot 10^{-9}$ Gramm, und die in der Lösung zu Anfang vorhandene Radiummenge, aus dieser Zahl und dem Ergebnis der ersten Untersuchung berechnet, $4{,}40 \cdot 10^{-9}$ Gramm. Unter der Annahme, daß alles in dem ursprünglichen Mineral vorhanden gewesene Ionium in dieser Lösung enthalten war, ergibt sich die Umwandlungskonstante λ für Radium zu

$$\frac{6{,}9 \cdot 10^{-9}}{3{,}1 \cdot 10^{-5}} = 2{,}2 \cdot 10^{-4}$$

und die Halbwertperiode zu ungefähr 3100 Jahren.

Ioniumlösung 2.

Die Herstellungsweise dieser Lösung ist gleichfalls in einer früheren Arbeit beschrieben worden.[1]) Sie wurde aus einem Kilogramm Carnotit mit einem Radiumgehalt von $3{,}1 \cdot 10^{-5}$ Gramm bereitet. Die chemische Behandlung, der das Mineral unterzogen wurde, war sorgfältiger durchgearbeitet als im ersten Falle und bezweckte, wenn möglich, eine vollständigere Abscheidung des Ioniums. Die aus den mit dieser Lösung angestellten Versuchen erhaltenen Werte sind in Tabelle II angegeben. Die Anordnung dieser Tabelle ist der in Tabelle I befolgten ähnlich.

Tabelle II.
Anwachsen des Radiums in Lösung 2.

Nummer d. Untersuchung	Zeit vom Anfangspunkt, in Tagen	Gefundene Menge Radiumemanation, in Radiummengen ausgedrückt	Täglicher Radiumzuwachs
1	9	$0{,}636 \cdot 10^{-9}$ g	
2	32	1,31 „ „	$0{,}0252 \cdot 10^{-9}$ g
3	196	5,35 „ „	0,0246 „ „

Der aus (1) und (3) berechnete mittlere Radiumzuwachs entspricht $0{,}0247 \cdot 10^{-9}$ Gramm Radium täglich und die anfangs vorhandene Radiummenge $0{,}65 \cdot 10^{-9}$ Gramm. Die jährlich erzeugte Radiummenge würde $9{,}01 \cdot 10^{-9}$ Gramm betragen und einen Wert für $\lambda = 2{,}9 \cdot 10^{-4}$ so-

1) Sill. Journ. **25**, 372, 1908.

wie eine Halbwertperiode von 2400 Jahren ergeben.

Ioniumlösung 3.

Das in dieser Lösung enthaltene Ionium war aus 200 Gramm Uraninit aus Joachimsthal nach dem in einer früheren Arbeit [1]) beschriebenen Verfahren abgeschieden worden. Das benutzte Mineral enthielt auf ein Gramm $2{,}13 \cdot 10^{-7}$ Gramm Radium, also im ganzen $4{,}26 \cdot 10^{-5}$ Gramm Radium. Die erhaltenen Zahlen für das Anwachsen des Radiums in dieser Lösung sind in Tabelle III angegeben.

Tabelle III.

Anwachsen des Radiums in Lösung 3.

Nummer d. Untersuchung	Zeit vom Anfangspunkt, in Tagen	Gefundene Menge Radiumemanation, in Radiummengen ausgedrückt	Täglicher Radiumzuwachs
1	5,9	$0{,}0987 \cdot 10^{-9}$ g	$0{,}0333 \cdot 10^{-9}$ g
2	23,9	0,648 „ „	0,0339 „ „
3	46	1,397 „ „	0,0342 „ „
4	209	6,97 „ „	

Die mittlere täglich erzeugte Radiummenge, wie sie sich aus der ersten und der letzten Untersuchung allein berechnet, ist $0{,}0341 \cdot 10^{-9}$ Gramm und die anfangs in der Lösung vorhandene Radiummenge war nur $0{,}0346 \cdot 10^{-9}$ Gramm. Die in dieser Lösung jährlich erzeugte Radiummenge würde $12{,}45 \cdot 10^{-9}$ Gramm sein, was einen Wert von $2{,}92 \cdot 10^{-4}$ für λ ergeben und zu einer Halbwertperiode von ungefähr 2400 Jahren für Radium führen würde.

Ioniumlösung 4.

Diese Lösung wurde aus ungefähr 100 Gramm sekundärer Uranmineralien, hauptsächlich Gummit und Uranophan, nach dem bereits in meiner früheren Arbeit [1]) beschriebenen chemischen Verfahren bereitet. Bei den letzten Stufen der chemischen Behandlung ging ein beträchtlicher Teil der Ioniumlösung (ungefähr die Hälfte) durch einen Unfall verloren. Die in dem Ausgangsmineral ursprünglich vorhanden gewesene Radiummenge ist daher ohne Bedeutung; das Anwachsen des Radiums in dieser Lösung wird aber aus Tabelle IV ersichtlich.

Tabelle IV.

Anwachsen des Radiums in Lösung 4.

Nummer d. Untersuchung	Zeit vom Anfangspunkt, in Tagen	Gefundene Menge Radiumemanation, in Radiummengen ausgedrückt	Täglicher Radiumzuwachs
1	6	$0{,}150 \cdot 10^{-9}$ g	$0{,}00875 \cdot 10^{-9}$ g
2	140	1,37 „ „	

1) Sill. Journ. **25**, 373, 1908.

Die zu Beginn vorhandene Radiummenge betrug $0{,}20 \cdot 10^{-9}$ Gramm, und die jährlich erzeugte Radiummenge würde $3{,}19 \cdot 10^{-9}$ Gramm sein.

Ioniumlösung 5.

Die Abscheidung des Ioniums aus den verhältnismäßig unreinen Materialien, die zur Herstellung der vier ersten Lösungen dienten, war mit recht beträchtlichen Schwierigkeiten verknüpft. Die Mineralien selbst waren in keinem einzigen Reagens ganz löslich, und ich erhielt von Zeit zu Zeit allerlei unlösliche Rückstände, welche die Schwierigkeiten noch vermehrten. Es war daher schließlich zweifelhaft, ob eine vollständige Abtrennung des Ioniums bewerkstelligt worden war. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, stellte ich eine Ioniumlösung aus einer Probe sehr reinen Uraninits aus North Carolina her. Das verwendete Material bestand in genau 40 Gramm des Minerals, das im wesentlichen frei von Spuren sekundärer Veränderungsprodukte war. Dieses Material wurde mit einem Überschuß von Salpetersäure erhitzt und die Lösung zur Trockene eingedampft. Der Rückstand wurde mit ein paar Tropfen verdünnter Salpetersäure angefeuchtet, mit heißem Wasser behandelt, und die Lösung abfiltriert. Das auf diese Weise abgeschiedene unlösliche Material wog nach dem Glühen nur 0,0663 Gramm, oder 0,17 v. H. des verwendeten Materials. Es bestand hauptsächlich aus Kieselsäure im Betrage von 0,14 v. H. des Minerals, und nur zu 0,3 v. H. aus anderen Stoffen. Seine Aktivität war nicht größer als die von ungefähr einem Milligramm Uran.

Das Filtrat von diesem Rückstande wurde zunächst mit einem Überschuß von Schwefelwasserstoff behandelt und die Sulfide von Blei usw. entfernt. Der überschüssige Schwefelwasserstoff wurde aus der Lösung ausgetrieben, diese dann bis zum Kochen erhitzt und mit 10 Gramm Oxalsäure versetzt. Es erfolgte unmittelbar eine Ausfällung von Oxalaten. Die Lösung wurde drei Stunden lang bis zur Abkühlung stehen gelassen. Dann wurden die ausgefällten Oxalate abfiltriert. Das Filtrat wurde zur Trockne eingedampft und geglüht, um die Oxalsäure zu zerstören. Der Rückstand wurde in Salpetersäure gelöst, die Lösung zur Trockne eingedampft und der Rückstand von Nitraten mit reinem trockenen Äther behandelt, um das Urannitrat zu entfernen. Der von dem Äther nicht gelöste Teil des Rückstandes wurde mit verdünnter Salzsäure behandelt und der entstehenden Lösung ungefähr 5 Gramm Oxalsäure zugesetzt. Es bildete sich sofort ein Niederschlag von Oxalaten, die Mischung wurde aber vor dem Filtrieren über Nacht stehen gelassen. Dann wurden die Oxalate ausgeschieden, zu den bei der ersten Ausfällung mit

Oxalsäure erhaltenen Oxalaten hinzugetan, und das Ganze sanft geglüht, um die Oxyde zu bilden. Die Oxyde wurden zur Bildung der Chloride mit Salzsäure behandelt, und die Chloride dreimal mit Ammoniak ausgefällt, um die Hydroxyde zu bilden. Der schließlich gebildete Hydroxydniederschlag wurde in verdünnter Salzsäure gelöst und die Lösung auf das Anwachsen des Radiums hin untersucht. Die mit dieser Lösung erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle V mitgeteilt.

Tabelle V.
Anwachsen des Radiums in Lösung 5.

Nummer d. Untersuchung	Zeit vom Anfangspunkt, in Tagen	Gefundene Menge Radiumemanation, in Radiummengen ausgedrückt	Täglicher Radiumzuwachs
1	8,7	$0{,}097 \cdot 10^{-9}$ g	$0{,}0110 \cdot 10^{-9}$ g
2	21,7	0,240 „ „	0,0101 „ „
3	147,0	1,51 „ „	

Die mittlere tägliche Radiumerzeugung, aus den Untersuchungen (1) und (3) allein berechnet, betrug $0{,}0102 \cdot 10^{-9}$ Gramm, und die zu Beginn in der Lösung enthalten gewesene Radiummenge $0{,}067 \cdot 10^{-9}$ Gramm. Die jährlich erzeugte Radiummenge würde danach $3{,}72 \cdot 10^{-9}$ Gramm sein. Die in den 40 Gramm des Minerals (mit 78,5 v. H. Urangehalt) enthaltene Radiummenge wurde zu $1{,}07 \cdot 10^{-5}$ Gramm angenommen. Der sich jährlich umwandelnde Bruchteil (λ) des Radiums war danach $3{,}48 \cdot 10^{-4}$, und das ergibt 1990 Jahre für die Halbwertperiode des Radiums.

Aktivität des Ioniums in Lösungen.

Die Aktivität der in den Lösungen 1, 2, 3 und 4 enthaltenen Stoffe wurde in der bereits früher[1]) beschriebenen Weise bestimmt. Nun ist an anderer Stelle[2]) gezeigt worden, daß die Aktivität des mit Uran in radioaktivem Gleichgewicht stehenden Ioniums ungefähr 0,35 von der Aktivität des mit ihm in dem Mineral vergesellschafteten Urans beträgt. Es ist daher möglich, aus der Aktivität eines Ioniumpräparates die Gewichtsmenge Urans zu bestimmen, mit der diese Ioniummenge in radioaktivem Gleichgewicht stehen würde. Nun ist die Menge Radium bekannt, die mit einem Gramm Uran im Gleichgewicht steht[3]), und es ist daher auch möglich, die Radiummenge zu berechnen, die mit dem Ionium im Gleichgewicht steht, das in einem Präparate dieses Elementes enthalten ist. Beispielsweise wurde so gefunden, daß die gesamte Aktivität der in Lösung 1 enthaltenen Stoffe 2591 Skalenteilen in der Minute am Elektroskop entsprach. Die Aktivität der vorhandenen Thoriumprodukte wurde zu 30 Skalenteilen in der Minute berechnet; somit bleiben für die Aktivität des Ioniums 2561 Skalenteile in der Minute. Nun war die Empfindlichkeit des Elektroskops so groß, daß ein Gramm reinen Urans eine Aktivität von 124 Skalenteilen in der Minute hatte. Die Aktivität der mit einem Gramm Uran im Gleichgewicht befindlichen Ioniummenge würde daher $124 \cdot 0{,}35 = 43$ Skalenteile in der Minute sein. Daraus folgt, daß die in der Lösung 1 enthaltene Ioniummenge die mit 59,6 Gramm Urans im Gleichgewicht stehende Menge war. Die mit einem Gramm Uran im Gleichgewicht stehende Radiummenge ist $3{,}4 \cdot 10^{-7}$ Gramm, und die mit dem Ioniumgehalt der Lösung 1 im Gleichgewicht befindliche Radiummenge würde demnach $2{,}02 \cdot 10^{-5}$ Gramm betragen.

Auf diese Weise habe ich die Radiummengen berechnet, die mit dem Ioniumgehalt jeder der vier ersten Lösungen im Gleichgewicht sein würden; die Ergebnisse sind in Tabelle VI angeführt. Die für das gesamte Material in den einzelnen Lösungen angenommenen Aktivitäten sind aus den Aktivitäten der Probeschichten berechnet, die aus diesen Lösungen bereitet wurden; sie sind durch die am Elektroskop beobachteten Ausschläge in Skalenteilen in der Minute angegeben. Zu der Zeit, da diese Werte erhalten wurden, waren die Schichten ungefähr vier Monate alt und hatten eine wesentlich konstante Aktivität erreicht.[1]) Spalte I gibt die Gesamtaktivität der in der Lösung enthaltenen Stoffe an, Spalte II die den vorhandenen Thoriumprodukten zukommende Aktivität, Spalte III die Aktivität des Ioniums, Spalte IV die berechnete Uranmenge (in Grammen), mit der das Ionium in radioaktivem Gleichgewicht sein würde, Spalte V die berechnete Radiummenge (in Grammen $\times 10^{-5}$), die mit dem Ionium im Gleichgewicht sein würde, Spalte VI den beobachteten jährlichen Radiumzuwachs in Grammen $\times 10^{-9}$, Spalte VII endlich den Bruchteil des Radiums, der jährlich umgewandelt wird, wie er sich aus dem Ver-

Tabelle VI.

Nummer d. Lösung	I	II	III	IV	V	VI	VII
1	2591	30	2561	59,6	2,02	6,90	$3{,}41 \cdot 10^{-4}$
2	3485	84	3401	79,1	2.69	9,01	$3{,}35 \cdot 10^{-4}$
3	4495	90	4405	102,4	3,48	12,45	$3{,}57 \cdot 10^{-4}$
4	1268	68	1200	28,0	0,95	3,19	$3{,}35 \cdot 10^{-4}$

1) Sill. Journ. **25**, 374, 1908.
2) Sill. Journ. **25**, 291, 1908.
3) Sill. Journ. **25**, 296, 1908.

1) Die Aktivität dieser Schichten wird vermutlich wegen des Zerfalls des in ihnen enthaltenen Radiothoriums mit der Zeit langsam sinken.



hältnis zwischen der erzeugten Radiummenge und der mit dem Ionium im Gleichgewicht stehenden Menge ergibt.

Der Durchschnittswert für λ ist $3{,}42 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem Werte $3{,}48 \cdot 10^{-4}$, der unmittelbar aus dem Radiumzuwachs in Lösung 5 erhalten wurde.

Giesel[1]) hat einen Bericht über einige Versuche mit starken Aktiniumpräparaten veröffentlicht. Im Verlauf dieser Versuche hat er Ergebnisse erhalten, die das Vorhandensein einer sehr langsam veränderlichen Emanationsart vermuten lassen, und er hat darauf hingewiesen, daß die Erzeugung dieser neuen Emanationsart die Ergebnisse erklären würde, welche ich früher erhalten und als Anzeichen für das Entstehen von Radium in Aktiniumverbindungen aufgefaßt habe. Es ist daher wünschenswert, festzustellen, daß ich im Verlauf der hier beschriebenen Versuche nicht imstande gewesen bin, irgendwelche Anzeichen für das Vorhandensein einer Emanation zu erhalten, die nur irgendwie der von Giesel beschriebenen ähnlich gewesen wäre. Die in den Ioniumlösungen erzeugte Emanation war in jeder Hinsicht identisch mit der Radiumemanation; sie zeigte die Abfallsgeschwindigkeit und erzeugte den leicht kenntlichen aktiven Niederschlag, die für Radium charakteristisch sind.

Einen interessanten Einblick in die Leistungsfähigkeit der von Rutherford zur Abscheidung des Vaters des Radiums vom Aktinium angewandten Methode kann man aus den Angaben in seiner letzten Arbeit[2]) gewinnen. Er erwähnt dort, daß das benutzte Aktiniumpräparat eine Aktivität hatte, die ungefähr das 250fache der Uranaktivität war, und auf Seite 747[3]) gibt er die Gesamtaktivität von 0,32 Gramm dieses Materials zu 12900 an. Das würde eine Aktivität von ungefähr 160 für ein Gramm Uran entsprechen. Nun läßt sich leicht nachweisen, daß die Radiummenge, die jährlich von einer Ioniummenge mit einer Aktivität gleich der eines Grammes Uran hervorgebracht wird, ungefähr $3{,}3 \cdot 10^{-10}$ Gramm beträgt. Daraus folgt, daß in dem von Rutherford verwendeten rohen Aktiniumpräparat ungefähr ein Zehntel der Gesamtaktivität von dem vorhandenen Ionium herrührte. In ähnlicher Weise läßt sich zeigen, daß in seinem „Aktinium I“ und „Aktinium II“ die von Ionium herrührende Aktivität ungefähr 0,12 der Gesamtaktivität im ersteren und ungefähr 0,18 der Gesamtaktivität im letzteren Falle war. Durch die von ihm beschriebenen chemischen Operationen wurde das Mengenverhältnis zwischen Ionium und Aktinium in seinem konzentrierteren Präparat annähernd verdoppelt, es war aber immer noch beträchtlich kleiner als das, in dem diese Elemente in den Uranmineralien vorkommen.[1])

1) Chem. Ber. **40**, 3011, 1907.
2) Phil. Mag. (6) **14**, 733, 1907.
3) a. a. O.

Besprechung der Ergebnisse.

Aus den bei den verschiedenen Versuchen gewonnenen Ergebnissen geht hervor, daß das Anwachsen des Radiums in den Ioniumlösungen innerhalb der Versuchsfehlergrenzen während der Zeiträume, in denen die Lösungen untersucht wurden, konstant war. Das scheint den Schluß zu rechtfertigen, daß die Umwandlung des Ioniums verhältnismäßig langsam erfolgt, und daß Ionium der Stoff ist, aus dem sich unmittelbar das Radium bildet.

Offenbar hängt die Bedeutung des bei diesen Versuchen gefundenen Wertes für die Zerfallsgeschwindigkeit des Radiums hauptsächlich von der vollständigen Abscheidung des Ioniums ab. Daß diese Abscheidung des Ioniums bei der Herstellung der Lösung 5 praktisch vollkommen bewerkstelligt worden ist, scheint höchstwahrscheinlich, denn es hat sich gezeigt[2]), daß durch ähnliche und sogar noch umständlichere chemische Operationen die nach der Zerfallstheorie zu erwartende Ioniummenge aus einem reinen Uranmineral abgeschieden werden kann. Die angewendete Methode hat noch den weiteren Vorteil, daß das gewonnene Ergebnis vollständig unabhängig ist von irgendwelchem Normal-Radiumsalz oder von irgendwelcher Voraussetzung oder Annahme außer der grundlegenden Zerfallstheorie und der Folgerung, daß die Emanation ein Maß für die vorhandene Radiummenge ist. Abgesehen von der Bequemlichkeit bietet es keinen Vorteil, die Ergebnisse der einzelnen Messungen in Einheiten der Normal-Radiumlösung auszudrücken. Man könnte sie gerade so gut durch den am Elektroskop beobachteten Ausschlag in Skalenteilen in der Minute ausdrücken.[3])

Es ist daher sehr bedeutungsvoll, daß die nach diesem unmittelbaren Verfahren bestimmte Zerfallsgeschwindigkeit des Radiums so nahe mit der von Rutherford auf Grund äußerst umständlicher theoretischer Betrachtungen vorausgesagten übereinstimmt.

1) Boltwood, Sill. Journ. **25**, 269, 1908.
2) Sill. Journ. **25**, 269, 1908.
3) Die Umwandlungsgeschwindigkeit des Urans, wie sie sich aus der Umwandlungsgeschwindigkeit des Radiums und der in einem Mineral mit einem Gramm Radium vergesellschafteten Uranmenge berechnet, ergibt sich zu $1{,}16 \cdot 10^{-10}$ (Jahr)$^{-1}$. Das entspricht einer Halbwertperiode von $6 \cdot 10^9$ Jahren für Uran. Diese Werte sind natürlich von der Reinheit des zur Vergleichung dienenden Radiumpräparats abhängig.

Zusammenfassung.

Aus den Ergebnissen, die ich für das Anwachsen des Radiums in Präparaten von Ionium erhalten habe, das aus Uranmineralien abgeschieden worden war, geht hervor, daß die Zerfallskonstante des Radiums einen Wert von annähernd $3{,}48 \cdot 10^{-4} (\text{Jahr})^{-1}$ hat.

Die Halbwertperiode des Radiums beträgt demnach ungefähr 2000 Jahre.

New Haven, Conn., Sloane Laboratorium der Yale-Universität, den 24. März 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. Mai 1908.)

Über die Radioaktivität von Kalium und anderen Alkalimetallen.

Von J. C. Mc Lennan.

Im Verlaufe einiger Versuche, die sie über die Aktivität einer Reihe bisher als inaktiv betrachteter Salze angestellt haben, fanden die Herren Campbell und Wood[1]), daß Kaliumsalze eine Radioaktivität aufwiesen, die größer war als die irgendeines sonstigen bisher untersuchten Stoffes, der keinerlei sogenannte radioaktive Elemente enthielt.

Bei der Suche nach der Quelle dieser Aktivität fanden die genannten Forscher es unmöglich, die geringste aktive Verunreinigung aus den untersuchten Salzen abzuscheiden. Die Ergebnisse ihrer Forschungen, die sich auch auf Aktivitätsmessungen an einer beschränkten Zahl von Kaliumverbindungen erstreckten, führten sie zu dem Schlusse, daß die Aktivität aus dem Kalium selbst stammte und eine Atomeigenschaft dieses Metalles sei.

In einer späteren Arbeit[2]) hat Campbell einige weitere Versuche beschrieben, welche den Charakter der von den Kaliumsalzen ausgesandten Aktivität betrafen; dabei hat er zum Schlusse die Ansicht ausgesprochen, daß diese Strahlung aus β-Strahlen mit einer geringeren mittleren Geschwindigkeit bestehe, als sie den β-Strahlen des Urans zukommt.

In den letztvergangenen paar Monaten habe ich in Gemeinschaft mit Herrn W. T. Kennedy im Physikalischen Institut zu Toronto genaue Untersuchungen über die Radioaktivität einer großen Anzahl von Salzen des Kaliums und anderer Metalle angestellt. Die Ergebnisse dieser Versuche bestätigen zwar die von Campbell und Wood gemachte Entdeckung, daß Kaliumsalze im allgemeinen eine ausnehmend hohe Aktivität besitzen und eine Strahlung von beträchtlichem Durchdringungsvermögen aussenden, sie stützen indessen nicht den Schluß, daß die Aktivität dieser Salze eine normale Atomeigenschaft des Kaliums sei und immer direkt proportional der in dem Salze vorhandenen Menge dieses Metalls sei.

Um die Aktivitäten der verschiedenen Salze zu messen und zu vergleichen, breiteten wir diese Salze nacheinander in dünnen regelmäßigen Schichten auf einem flachen Teller aus, den wir auf den Boden einer Ionisierungskammer von 40 cm Länge, 26 cm Breite und 28 cm Tiefe stellten. Den Sättigungsstrom, der durch die Luft in dieser Kammer floß, maßen wir mit einem empfindlichen Quadrantenelektrometer; er wurde als Maß für die Aktivität der verschiedenen Salze genommen. Die Versuche zeigten, daß der Sättigungsstrom bis zu Schichten von 2 bis 3 mm Dicke mit der Dicke der Salzschicht anstieg und bei größeren Schichtdicken konstant blieb.

Die Ergebnisse der Untersuchungen an den verschiedenen Salzen sind in der nachstehenden Tabelle mitgeteilt; sie stellen in allen Fällen die Aktivität einer Schicht von solcher Dicke dar, die ausreichte, um den Höchstwert des Sättigungsstromes zu liefern.

Aus dieser Tabelle geht hervor:

Erstens: Daß Proben eines bestimmten Salzes von verschiedener Herkunft sehr verschiedene Aktivitätsgrade aufwiesen. Zwei von den Chloriden unterschieden sich — wie Nr. 3 und 4 zeigen — in ihrer Aktivität um mehr als 40 v. H.; und zwei von den Hydroxyden — siehe Nr. 7 und 8 — um nahezu den gleichen Betrag. Beim Cyankalium war die Verschiedenheit der Aktivität besonders ausgeprägt. Wie aus Nr. 10 und 12 ersichtlich, zeigten zwei Proben dieses Salzes eine Aktivität, die nur annähernd 5 v. H. bzw. 20 v. H. der Aktivität betrug, welche eine Anzahl anderer Proben von derselben Zusammensetzung aufwiesen.

Außer den in der Tabelle verzeichneten Ergebnissen mag festgestellt werden, daß bei einer Gelegenheit eine Cyankaliumprobe von Kahlbaum mit einer Kaliumsulfatprobe und einer Kaliumchloridprobe von Merck verglichen wurde, und daß sich dabei ergab, daß alle drei Salze bis auf 1 v. H. genau dieselbe Aktivität besaßen.

Bei einer anderen Gelegenheit wurde eine Cyankaliumprobe von Kahlbaum mit einer Probe desselben Salzes von Merck verglichen, und es zeigte sich, daß sie eine viermal so große Aktivität entwickelte wie letztere.

In diesem Zusammenhange verdient der außerordentlich niedrige Wert besonders betont zu werden, den wir für die Aktivität der unter-

1) Proc. Camb. Phil. Soc. **14** (1), 15, 1907.
2) Proc. Camb. Phil. Soc. **14** (2), 1907.

Tabelle der Aktivitäten.

Nummer	Salz	Herkunft des Salzes	Prozentgehalt des Salzes an Metall $= K$	Aktivität d. Salzes. Sättigungsstromstärke in willkürl. Einheiten $= A$	$\frac{A}{K} \cdot 10^2$	Nummer
I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
1	$KFl(H_2O)_2$	Merck	41,5	207	499	1
2	KCl	Merck	52	152	292	2
3	KCl	Kahlbaum	52	208	400	3
4	KCl	Käufliches	52	150	288	4
5	KBr	Mallinckrodt	33	105	320	5
6	KJ	Mallinckrodt	24	110	466	6
7	KOH	Merck	70	223	319	7
8	KOH	Kahlbaum	70	160	228	8
9	KOH	Merck	70	200	285	9
10	KCN	Eimer & Amend	60	41	68	10
11	KCN	Kahlbaum	60	183	305	11
12	KCN	Merck	60	8	15	12
13	KCN	Käufliches	60	191	318	13
14	KCN	Käufliches	60	208	348	14
15	KCN	Käufliches	60	185	308	15
16	KNO_3	Käufliches	38,6	85	218	16
17	KNO_2	Merck	46	125	272	17
18	$KClO_3$	Kahlbaum	32	128	400	18
19	$KMnO_4$	Käufliches	25	80	320	19
20	$KMnO_4$	Käufliches	25	78	312	20
21	$K_2C_2O_4$	Käufliches	47	126	268	21
22	$K_2C_2O_4$	Käufliches	47	93	198	22
23	$K_2SO_3(H_2O)_2$	Merck	40,2	20	50	23
24	K_2SO_4	Kahlbaum	45	141	313	24
25	$K_2CO_3(H_2O)_2$	Kahlbaum	45	141	313	25
26	$K_2C_2O_7$	Käufliches	36,4	128	387	26
27	K_3PO_4	Merck	55	166	300	27
28	$K_4Fe(CN)_6(H_2O)_3$	Kahlbaum	37	174	470	28
29	$K_6Fe_2C_{12}N_{12}$	Kahlbaum	36	163	459	29
30	K, metallisches	Merck	100	195	195	30
31	Na, metallisches	Käufliches	100	0	0	31
32	$NaCl$, eingedampftes	Käufliches	39	0	0	32
33	(1) $NaCl$, Steinsalz	Käufliches	39	66	169	33
	(2) $NaCl$, Steinsalz	Käufliches	39	0	0	
	(3) $NaCl$, Steinsalz	Käufliches	39	0	0	
34	Na_2CO_3	Käufliches	43	0	0	34
35	$LiCl(H_2O)_2$	Merck	9	0	0	35
36	$Li_8C_6O_7$	Merck	23,3	0	0	36
37	Li_2CO_3	Käufliches	19	0	0	37
38	$Rb_2Al_2(SO_4)_4(H_2O)_{24}$	Käufliches	16,3	4	2,5	38
39	$CsCl$	Käufliches	80	5	6	39
40	NH_4Cl	Käufliches	33	14	40	40
41	NH_4Br	Käufliches	18,4	0	0	41
42	$(NH_4)_2CO_3$	Käufliches	37,5	0	0	42
43	NH_4NO_3	Kahlbaum	22	0	0	43

ıchten Kaliumsulfitprobe gefunden haben. Wie an sieht, zeigte das metallische Kalium selbst ıe ausgeprägte Aktivität, aber der ihr zuerilte Wert kann nicht als vergleichbar mit den r die verschiedenen Salze dieses Metalls verichneten Werten betrachtet werden, da es nicht ɔglich war, für die Untersuchung aus dem etall so regelmäßige und gleichförmige Schichı herzustellen wie aus den Salzen.

Betrachten wir die für Kaliumsalze erhalten Ergebnisse im ganzen, so geht daraus herr, daß die für $\frac{A}{K} \cdot 10^2$ gefundenen Werte so eraus weite Abweichungen zeigen, selbst dann ch, wenn man die Dichte und den Verteilungszustand der Verbindungen gebührend berücksichtigt, daß sie die Auffassung, nach welcher die Aktivität dieser Salze eine normale Atomeigenschaft des Kaliums sein soll, praktisch ausschließen.

Zweitens: Daß allerdings eine Probe Natriumchlorid in Form von Steinsalz eine Aktivität aufwies, die der von einer Reihe von Kaliumsalzen zur Schau getragenen vergleichbar war, daß hingegen mehrere andere Steinsalzproben gänzlich inaktiv befunden wurden. Metallisches Natrium, sowie eine Probe von Natriumkarbonat zeigten bei ihrer Untersuchung gleichfalls nicht die geringste Spur von Radioaktivität, und es scheint daher, daß die in dem

erwähnten vereinzelten Falle an Chlornatrium beobachtete Aktivität auf der Anwesenheit einer Spur einer aktiven Verunreinigung beruhte. Die geringen Werte, welche Elster und Geitel bei ihren Messungen über die Leitfähigkeit der Luft in einem Salzbergwerke gefunden haben, würden gleichfalls zugunsten dieser Ansicht sprechen.

Drittens: Daß, mit Ausnahme des Ammoniumchlorids, das eine schwache Aktivität aussandte, keines der Lithium- und Ammoniumsalze die geringste Spur von Radioaktivität zeigte, und daß eine Probe von Rubidiumalaun eine außerordentlich geringe Aktivität und eine Probe von Cäsiumchlorid eine eben noch meßbare aufwiesen.

Angesichts der Möglichkeit, daß die Aktivität der Kaliumsalze von der Anwesenheit eines oder mehrerer der aktiven Produkte der bekannten radioaktiven Elemente herrühren könnte, erschien es uns ratsam, eine Anzahl der Salze einer beträchtlichen Temperatursteigerung zu unterwerfen, um zu sehen, ob irgendein Teil des für die Aktivität verantwortlichen Stoffes durch Verdampfung ausgetrieben werden könnte.

Zu diesem Zwecke wurde eine Kaliumsulfatprobe, an der eine verhältnismäßig hohe Aktivität gefunden worden war, bis über 1000⁰ C erhitzt und eine beträchtliche Zeit hindurch auf dieser Temperatur gehalten. Nach dieser Behandlung wurde das Salz wieder untersucht, und es fand sich, daß es dieselbe Aktivität besaß wie zuvor. Wir machten ähnliche Versuche, um die Aktivität von Kaliumchlorid- und Kaliumcyanid-Proben herabzusetzen, doch erhielten wir bei keinem dieser Versuche irgendwelche Verminderung der Aktivität infolge der Erwärmung.

Wir versuchten auch, aktive Verunreinigungen, die möglicherweise in den aktiven Salzen zugegen sein könnten, durch Elektrolyse, durch Umkristallisieren, durch Lösen in Äther und durch Ausfällen mit Ammoniumkarbonat abzuscheiden, aber, vielleicht mit Ausnahme der Behandlung mit Äther, erwies es sich nicht als möglich, durch irgendeines dieser Verfahren eine meßbare Abscheidung irgendwelcher radioaktiver Verunreinigungen zu bewerkstelligen. Bei der Behandlung mit Äther erhielten wir einige schwache Andeutungen einer solchen Abscheidung, indessen waren die Ergebnisse nicht klar genug, um eine bestimmte Behauptung in dieser Hinsicht zu rechtfertigen.

Physikalisches Institut der Universität Toronto, 15. April 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. Mai 1908.)

Chemische Reaktionen im Magnetfelde.

Von G. Berndt.

Quantitative Versuche über den Einfluß des Magnetfeldes auf chemische Reaktionen sind zuerst von Nichols[1]) angestellt. Dieser setzte ein Becherglas von 250 cm³ Inhalt auf die Pole eines Elektromagneten, der in ein Glasgefäß mit Sand gesetzt war, um so die Erwärmung durch den Strom unschädlich zu machen; gegen Strahlungsverluste wurde das Becherglas nicht geschützt. In dieses wurden 50 bis 100 cm³ verdünnte Säure getan und dann in der Regel 2 g Ferrum limatum alcoholisatum hineingeschüttet; der Temperaturanstieg wurde in Intervallen von 30 Sekunden bei erregtem und nicht erregtem Magneten mit einem Thermometer gemessen. Die Stärke des verwendeten Magnetfeldes ist nicht angegeben.

Die von Nichols erhaltenen Resultate sind in der Tab. 1 wiedergegeben, in welcher Z die Zeit bis zur Erreichung der Höchsttemperatur und t den maximalen Temperaturanstieg bedeuten.

Tabelle 1.
Versuche von Nichols.

Aufzulösender Körper	Lösungsmittel	Magnetfeld nicht erregt		Magnetfeld erregt	
		Z	t	Z	t
Fe	Königswasser	8½ Min.	25,7⁰	1½ Min.	33,2⁰
Fe	HNO_3	12½ „	22,7⁰	1 „	27,9⁰
Fe	HCl	1 „	11,39⁰	1 „	12,30⁰
$Fe + KClO_3$	HCl	47 Sek.	33,85⁰ 34,46⁰*	4½ „	19,95⁰ 24,48⁰*
Fe	H_2SO_4	5 Min.	8,7⁰	4½ „	8,36⁰
Cu	HNO_3	244,5 Sek.	4,88⁰	245,6 Sek.	4,88⁰

* Korrigiert wegen der negativen Wärmetönung bei der Lösung des $KClO_3$.

Die mitgeteilten Daten sind Mittelwerte aus mehreren Versuchen, doch ist die Anzahl derselben außer bei HCl (10 Stück) nicht angegeben; ebenso fehlen Angaben über den Grad der Übereinstimmung der einzelnen Versuche; nur bei Königswasser und HNO_3 gibt Nichols mehrere Versuche, und zwar bei nicht erregtem Magnetfelde, an. Bei jenem schwankt z. B. Z zwischen 4½ bis 8½ Min. und t zwischen 20,7⁰ bis 25,7⁰, bei dieser Z zwischen 11½ bis 13½ Min. und t zwischen 20,9⁰ bis 24,5⁰; die Übereinstimmung ist nach diesen Angaben nicht als gut zu bezeichnen.

Aus den Versuchen mit diesen beiden Säuren folgt, daß die Reaktionsgeschwindigkeit und die Wärmetönung im Magnetfelde bedeutend wächst. Beide Versuche sind aber ohne jedwede Beweiskraft, denn bei nicht erregtem Magnetfelde

1) E. L. Nichols, Sill. Journ. 31, 272—283, 1886.

erfolgt die Auflösung des Eisens meist unter Wasserstoffentwicklung mit höchstens gegen Schluß der Reaktion auftretenden NO_2-Dämpfen, im Magnetfeld beginnt dagegen die Auflösung des Eisens sofort mit der Aussendung derselben. Dadurch wird eine andere Oxydationsstufe des Eisens erzielt und die Reaktion kann sowohl qualitativ wie quantitativ einen anderen Verlauf nehmen. Man kann also nur sagen, daß durch das Magnetfeld der Charakter der Reaktion geändert wird, Schlüsse über Unterschiede in der Wärmetönung lassen sich aber aus diesen Versuchen nicht ziehen. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Versuchen bei HCl und H_2SO_4, wo das Magnetfeld den Reaktionscharakter nicht ändert; damit sinken auch die Unterschiede im Wärmeverlauf auf geringe Beträge. Bei HCl ergibt sich im Magnetfelde eine etwas größere, bei H_2SO_4 eine etwas geringere Wärmemenge, während die Zeit bis zur Erreichung der maximalen Temperatur nahezu unbeeinflußt bleibt. Die beiden Versuche widersprechen demnach einander völlig. Auch bei der Lösung des Eisens in HCl unter Zusatz von $KClO_3$ ist die Wärmemenge im Magnetfelde geringer als außerhalb desselben, andererseits aber wird die Reaktion stark verzögert.

Aus alledem geht hervor, daß bei den Versuchen von Nichols sekundäre, nicht beachtete Einflüsse eine große Rolle spielen. Groß[1]) nimmt an, daß sich wegen des im Vergleich zum Wasser geringeren Diamagnetismus von HNO_3 um das magnetisierte Eisen eine säurereichere Schicht bilde, welche das Eisen stärker angreife. Ähnlich müßten die Verhältnisse auch bei H_2SO_4 liegen, was aber den Versuchsergebnissen widerspricht. Groß glaubt dies damit erklären zu können, daß sich bei der Mischung von Wasser und H_2SO_4 Hydrate bilden, über deren Diamagnetismus man von vornherein keine Angaben machen könne. Andererseits verhalten sich Wasser und HCl in bezug auf ihre magnetischen Eigenschaften nahezu gleich, so daß sich bei der Auflösung von Eisen innerhalb und außerhalb des Magnetfeldes keine großen Unterschiede ergeben können. Mir scheint aber diese Erklärung nicht ausreichend zu sein. Die Differenzen des Diamagnetismus der einzelnen Flüssigkeiten sind viel zu gering, als daß bei den von Nichols verwendeten (anscheinend schwachen) Feldern Konzentrationsänderungen auftreten könnten, zumal durch den heftigen Charakter der Reaktion ein kräftiges Durcheinanderrühren bewirkt wird. Eher könnte man noch vermuten, daß die gebildete Eisensalzlösung sich um das magnetisierte Eisen konzentriere und dieses dadurch vor den weiteren Angriffen der Säure schützt. In der Tat variiert nach Duhem[1]) die Konzentration einer Eisensalzlösung im Magnetfelde, und zwar so, daß die Flächen gleicher Magnetisierung zusammenfallen mit denen gleicher Konzentration. Es müßte danach die Reaktion im Magnetfelde langsamer verlaufen, eine Folgerung, die sich nach den Versuchen von Nichols nicht entscheiden läßt.

Meiner Ansicht nach rühren die wesentlichen Differenzen bei den obigen Versuchen von der Nichtberücksichtigung von Fehlerquellen her: Wärme, welche bei erregtem Magnetfelde vom Magneten an die Flüssigkeit abgegeben wird, Verschiedenheit der Strahlungsverluste bei erregtem und nicht erregtem Magnetfelde und Unterschiede in dem abkühlenden Einfluß der Gefäßwände, je nach dem mehr oder minder heftigen Charakter der Reaktion. Diese Fehlerquellen, welche, wie aus dem Abfallen der von Nichols mitgeteilten Temperaturkurven nach Erreichung der Höchsttemperatur folgt, ziemlich beträchtlich waren, genügen vollauf, um die von Nichols gefundenen Differenzen zu erklären und den von ihm gesuchten Effekt zu verdecken, der viel zu klein ist, als daß er mit verhältnismäßig einfachen Hilfsmitteln nachzuweisen ist, worauf schon Rowland und Bell[2]) aufmerksam gemacht haben. Daß solch ein Effekt bestehen muß, hat Duhem theoretisch bewiesen; er kommt zu dem Resultat, daß, wenn man den Magnetismus der gebildeten Verbindung vernachlässigen kann, im Magnetfeld weniger Wärme entwickelt wird, vorausgesetzt, daß der Koeffizient der Magnetisierung mit wachsender Temperatur abnimmt oder konstant bleibt; wächst er dagegen, so läßt sich ohne numerische Daten nichts voraussagen. Wenn man aus den Versuchen bei verhältnismäßig schwachen Feldern[3]) einen Schluß ziehen darf, so würde die erste Bedingung erfüllt sein; es wäre also bei der Auflösung von Eisen im Magnetfelde eine geringere Wärmemenge zu erwarten.

Wegen der Kleinheit des zu erwartenden Effektes muß man ein relativ starkes Feld verwenden, andererseits müssen aber die bei Nichols aufgetretenen Fehlerquellen nach Möglichkeit vermieden, bezw. in Rechnung gesetzt werden können. Danach ergab sich die folgende Versuchsanordnung: Das Magnetfeld lieferte ein Elektromagnet mit quadratischen Polschuhen (50×50 mm), welcher bei 25 Amp. und 19 mm Interferrikum ein Feld von etwa 3000 Gauß lieferte. In diesen Zwischenraum wurden zwei

1) Th. Groß, Verhdlg. d. d. Phys. Ges. **6**, 45—53, 1887.

1) P. Duhem, De l'aimantation par influence. Thèse du doctorat, Paris, 138 S., 1888.

2) H. A. Rowland und Bell, Sill. Journ. **36**, 39—47, 1888.

3) z. B. W. Kunz, Beil. z. Progr. d. Großh. Ludwig-Georg-Gymn. z. Darmstadt, Ostern 1893.

versilberte Dewarsche Gefäße von 10 mm innerem, 18 mm äußerem Durchmesser und 25 cm Länge mit ihrem unteren Teile gesetzt. Durch Einpacken in Watte, die durch Pappe gehalten wurde, war nach Möglichkeit dafür gesorgt, daß die vom Magneten aufsteigende warme Luft die Gefäße nicht traf. Die Temperatur wurde mit Thermoelementen aus Nickel-Kupfer gemessen, da zu befürchten stand, daß bei Eisen-Konstantan das Magnetfeld auf das Eisen irgendwelche Einflüsse ausübe. Die thermoelektromotorische Kraft der verwendeten Kombination von $23,10^{-6}$ Volt für 1^0 gab bei dem zur Verfügung stehenden D'Arsonval-galvanometer von Edelmann mit 466 Ohm innerem Widerstande einen Ausschlag von mehr als 2 cm (für 1^0) bei 382 cm Skalenabstand; dabei waren noch 2000 Ohm vorgeschaltet, um die Schwingungen nach Möglichkeit aperiodisch zu machen.

Der blanke Nickeldraht von $^1/_{10}$ mm Durchmesser war in ein dünnes Glasrohr (1 mm Durchmesser) eingeschlossen und mit dem umsponnenen Kupferdraht von gleichfalls $^1/_{10}$ mm Durchmesser verlötet. Beide waren dann in ein dünnwandiges Glasrohr von 3 mm äußerem Durchmesser eingesetzt und in einen Ebonitpfropfen eingekittet, der auf die Dewarschen Gefäße paßte. Außerhalb des Glasrohres war der Nickeldraht, welcher in einem Stück von einem Thermoelement zum anderen reichte, durch einen übergezogenen Gummischlauch geschützt, der mit Picein auf dem Ebonitpfropfen festgekittet war. Trotz der vielen Operationen, welche mit den Thermoelementen vorgenommen werden mußten, ist ein Reißen des Nickeldrahtes dadurch vollständig vermieden worden. Im Laufe der Versuche mußte der eine Kupferdraht ausgewechselt werden, da etwas Salzsäure in das Glasrohr hineingekommen war; irgendwelche Änderungen traten dadurch nicht ein. Die Länge der Thermoelemente war so gewählt, daß sie bis etwa in die Mitte der Säurefüllung der Gefäße (in der Regel 5 cm^3) reichten.

Die Empfindlichkeit der Thermoelemente, welche sich als proportional der Temperaturdifferenz der Lötstellen ergab, wurde während der Dauer der Versuche an jedem Morgen bestimmt, indem sie in zwei mit Watte umhüllte Gefäße mit Wasser gebracht wurden, deren Temperaturdifferenz (etwa 30^0) mit zwei miteinander verglichenen $^1/_{10}{}^0$ zeigenden Thermometern während der Beobachtung dauernd gemessen wurden; es wurden immer nur die Ausschläge nach einer Seite benutzt. Die Empfindlichkeit blieb während der Hauptversuche auf 1 Proz. konstant (im Durchschnitt 2,32 cm, nach einigen Änderungen am Galvanometer 2,06 cm für 1^0 Temperaturdifferenz). Ein Einfluß des Magnetfeldes auf die thermoelektromotorische Kraft konnte nicht beobachtet werden.

Um möglichst schnell vollständige Lösung zu erzielen, wurde Ferrum limatum alcoholisatum, als chemisch rein von Merck bezogen, verwendet. Es blieb stets ein sehr geringer Teil ungelöst zurück; daß dieser aber auf die Resultate keinen Einfluß mehr ausübte, ging daraus hervor, daß der Galvanometerausschlag nach Anbringung der Strahlungskorrektion konstant blieb. Um das Eisenpulver, bevor es mit der Säure in Berührung kam, zu magnetisieren, war nach mancherlei Versuchen folgende Vorrichtung getroffen worden: Durch eine Bohrung des einen Ebonitpfropfens, in welche die Thermoelemente eingekittet waren, war nach oben ein Glasrohr eingesetzt. Dieses diente als Führung für einen Glasstab, an dessen unteres Ende die Patrone mit dem abgewogenen Eisen angebunden wurde. Für diese Patronen wurden dünne Zigarettenhülsen verwendet, die, um möglichste Gleichmäßigkeit zu erzielen, in einem größeren Quantum bezogen waren. Sie wurden von der verwendeten verdünnten Säure nicht angegriffen und setzten andererseits wegen des dünnen Papieres dem Einwirken der Säure auf das Eisen keinen bedeutenden Widerstand entgegen.

Zu Beginn jedes Versuches wurden die beiden Dewarschen Gefäße mit der gleichen Menge Säure (in der Regel 5 cm^3, bei den letzten Versuchen 10 cm^3) gefüllt, welche mit derselben geeichten Pipette abgemessen wurden; dann wurden die Thermoelemente eingesetzt. Das eine Gefäß wurde sogleich in seine definitive Lage gebracht, das andere aber, in welchem nachher die Reaktion vor sich ging, so weit gesenkt, daß die an dem Glasstabe befestigte Patrone sich in dem Magnetfeld befand, ohne die Säure zu berühren. Der Glasstab wurde dann festgeklemmt und der Gang des Galvanometers beobachtet. Es wurde so lange gewartet, bis sich der Ausschlag in 5 Min. um nicht mehr als 1 mm änderte. Man war dann sicher, daß während der weiteren Zeitabschnitte von je 5 Min. diese Änderung immer kleiner wurde, so daß man auf die durchschnittliche Versuchsdauer von 30 Min. eine maximale Änderung von 2 bis 3 mm ansetzen darf; in der Regel war sie viel geringer. Dann wurde das Gefäß mit Hilfe eines Reagenzglashalters gehoben und nach einer Stoppuhr zunächst alle $^1/_4$, darauf alle $^1/_2$, sodann alle 1 und schließlich alle 2 Min. der Ausschlag des Galvanometers abgelesen, und zwar mindestens noch 5 Min. nach Erreichung des maximalen Ausschlags.

Trotz des guten Schutzes gegen Wärmeverluste durch Strahlung konnten diese doch nicht vernachlässigt werden, bewirkten doch

diese Verluste bei den größten benutzten Ausschlägen (etwa 50 cm) einen Rückgang des Galvanometers um 3 mm für die Minute. Der Verlust erwies sich als proportional der Temperaturdifferenz in den beiden Gefäßen. Trotzdem die Temperatur bei erregtem Magnetfelde zwischen den Polschuhen bis auf 40^0 stieg, ergab sich bei einer Füllung von 5 cm^3 der Strahlungsverlust als identisch mit dem bei nicht erregtem Felde. Durch die gewählte Anordnung war es erreicht, daß beide Gefäße durch die Stromwärme völlig gleichmäßig beeinflußt wurden und ihre Temperaturdifferenz durch die Außentemperatur ungeändert blieb. Dies war auch der Grund dafür gewesen, die Lötstelle des zweiten Thermoelementes nicht in schmelzendes Eis, sondern in eine gleiche, im zweiten Gefäß befindliche Säuremenge zu setzen.

Durch das lebhafte Aufbrausen — lief doch selbst bei einigen Versuchen bei nicht erregtem Felde ein Teil der Säure über — tritt nun eine bedeutende Vergrößerung der von der Säure bedeckten Fläche ein. Aber auch unter diesen Umständen ergaben sich für die Verluste nur dieselben Werte, wenigstens bei nicht erregtem Felde; im Magnetfelde waren die Verluste etwas größer, doch braucht diese Differenz nicht berücksichtigt zu werden, da hier ein lebhaftes Aufbrausen nur in den ersten zwei Minuten eintrat, wo die Temperaturdifferenz noch gering ist, nachher aber die Reaktion verhältnismäßig ruhig verläuft, so daß keine bedeutende Vergrößerung der von der Säure bedeckten Oberfläche mehr eintreten kann.

Bei den Versuchen mit 10 cm^3 Säure waren die Strahlungsverluste bei nicht erregtem Felde dieselben wie bei 5 cm^3. Im Magnetfelde trat insofern ein Unterschied ein, als die Säure in dem Gefäß, in welchem keine Reaktion erfolgte, etwas stärker erwärmt wurde als in dem anderen. Dadurch sank nach Beendigung der Reaktion die Temperaturdifferenz im Magnetfelde scheinbar schneller als außerhalb desselben; natürlich wurde die hierdurch bedingte Korrektion berücksichtigt.

Es wäre zu überlegen, ob nicht der Charakter der Reaktion im Magnetfelde dadurch geändert werden konnte, daß die Säure infolge der starken Erwärmung des Magneten auf höhere Temperatur gebracht wurde. Die Höchsttemperatur, welche am Schluß der Versuche im Interferrikum gemessen wurde, betrug etwa 40^0 (Zimmertemperatur etwa 15^0). Diese starke Erwärmung trat aber erst in den letzten Minuten ein, so daß es sehr ungünstig gerechnet ist, wenn man für die halbe Versuchsdauer von 15 Min. den Wert von 25^0 Temperaturüberschuß in Rechnung setzt. Bei einer Temperaturdifferenz von 25^0 zwischen den beiden Dewarschen Gefäßen bewirkte nun der Strahlungsverlust (bei Zimmertemperatur) einen Rückgang des Galvanometerausschlags um 3 mm für die Minute, was einer Temperaturerniedrigung von $0{,}15^0$ für die Minute entspricht. Danach würde die Einstrahlung durch die Stromwärme eine Temperaturerhöhung von $2{,}25^0$ für die ganze Versuchsdauer ergeben. Diese Erwärmung ist aber viel zu gering, als daß dadurch der Charakter der Reaktion geändert werden könnte.

Für die Versuche kamen nur, da möglichst schnelle Lösung erzielt werden mußte, HNO_3, HCl und H_2SO_4 in Betracht. Aus Gründen, die bereits bei Besprechung der Versuche von Nichols angegeben sind, mußte aber die erste dieser Säuren ausscheiden. Es wurde deshalb chemisch reine, verdünnte HCl vom spez. Gew. 1,12 in Mengen von 5, bezw. 10 cm^3 benutzt. Weiterhin wurden auch einige Versuche mit verdünnter H_2SO_4 angestellt, bei denen aber verschiedene Schwierigkeiten auftraten. Die Reaktion dauerte sehr lange, und es zeigte sich bei den Versuchen bei nicht erregtem Felde, daß sich an dem Glasrohre des Thermoelements und dem Glasstabe durch das Aufbrausen eine schlammartige Eisenschicht abgesetzt hatte, welche bei erregtem Magnetfelde fehlte. Aus diesen beiden Gründen kommt den Versuchen mit H_2SO_4 eine geringere Beweiskraft zu.

Zur Kontrolle wurde auch der Wärmeverlauf bei der Auflösung von Zink (0,25 g Feilspäne von chemisch reinem granulierten Zink) in 5 cm^3 HCl innerhalb und außerhalb des Magnetfeldes gemessen. Während die Versuche mit Eisen sämtlich auf eine Empfindlichkeit von 2 cm für 1^0 Temperaturdifferenz umgerechnet und die Strahlungskorrektionen angebracht sind, ist dies bei den Versuchen mit Zink wegen des völlig gleichmäßigen Verlaufs der Reaktion in beiden Fällen nicht geschehen.

Um die Ansicht von Groß über den Einfluß des verschiedenen Diamagnetismus von Säure und Wasser zu prüfen, wurden schließlich einige Versuche mit Zink angestellt, in welches, in ein Glasrohr eingeschmolzen, eine Eisenmenge von 0,17 g gelegt wurde. Es zeigte sich aber auch hier innerhalb und außerhalb des Magnetfeldes kein Unterschied, auch nicht in der Reaktionsgeschwindigkeit. Ob nicht aber bei der Auflösung von Eisen Konzentrationsänderungen der gebildeten Eisensalzlösungen eingetreten sind, darüber können natürlich diese Versuche nichts entscheiden.

In den nachfolgenden Tabellen und Figuren sind die erhaltenen Versuchsresultate wiedergegeben, und zwar die Mittelwerte der zu den einzelnen Zeiten beobachteten Galvanometerausschläge, soweit nichts anderes bemerkt, um-

gerechnet auf eine Empfindlichkeit $C = 2$ cm für 1° Temperaturdifferenz und korrigiert wegen der Strahlungsverluste. Bei den Versuchen ohne Magnetfeld sind bei 0,5 g Eisen außerdem noch die beiden Versuche einzeln mitgeteilt, welche die größten Abweichungen in dem Verlaufe der Reaktion zeigen.

Tabelle 2.

5 cm³ verdünnte HCl, 0,5 g Fe, die Ausschläge reduziert auf 0,1 g Fe (vgl. Fig. 1).

Zeit in Min.	Magnetfeld erregt	Magnetfeld nicht erregt	Versuch VI	Versuch XXIII
1/4	2,14	0,14	0,10	0,05
1/2	3,69	0,90	0,36	0,48
3/4	5,37	2,43	1,23	1,67
1	6,75	3,60	4,12	2,06
1 1/4	7,60	4,18	3,78	2,84
1 1/2	8,30	4,82	4,34	3,64
1 3/4	8,64	5,50	5,19	4,26
2	8,97	6,19	5,89	4,74
2 1/4	9,18	7,00	7,14	5,37
2 1/2	9,49	7,70	8,03	5,84
2 3/4	9,69	8,34	8,84	6,25
3	9,87	8,99	9,94	6,66
3 1/4	10,02	9,55	10,83	6,77
3 1/2	10,15	10,09	11,41	7,20
3 3/4	10,27	10,49	12,03	7,72
4	10,34	10,83	12,34	8,00
4 1/4	10,46	11,13	12,70	8,27
4 1/2	10,53	11,27	12,84	8,57
4 3/4	10,68	11,55	13,24	8,82
5	10,74	11,68	13,32	9,01
5 1/2	10,88	11,76	13,01	9,44
6	11,00	11,72	12,63	9,56
6 1/2	11,09	11,50	12,49	10,09
7	11,13	11,53	12,26	10,30
7 1/2	11,26	11,46	12,09	10,51
8	11,30	11,41	11,99	10,64
8 1/2	11,38	11,35	11,88	10,75
9	11,41	11,27	11,83	10,82
9 1/2	11,46	11,24	11,83	10,89
10	11,49	11,19	11,74	10,92
11	11,55	11,14	11,66	11,00
12	11,61	11,08	11,66	11,02
13	11,61	11,02	11,55	11,04
14	11,66	11,02	11,53	11,06
15	11,69	10,94	11,52	11,08
17	11,69	10,98	11,42	11,10
19	11,72	10,98	11,34	11,10
21	11,69	10,97	11,29	11,12
23		10,96	11,24	11,12
25		10,99	11,18	11,15

Die mitgeteilten Werte sind bei erregtem Magnetfelde das Mittel aus 5 Versuchen, welche von dem Mittelwert um etwa 1 Proz. abweichen. Vereinzelte Versuche in schwächeren Magnetfeldern ergaben keine wesentlich davon abweichende Resultate. Bei nicht erregtem Felde ist das Mittel aus 10 Versuchen genommen, die von dem Mittelwerte um durchschnittlich 2 Proz. abweichen.

Aus den obigen Daten folgt, daß die Dauer der Reaktion durch das Magnetfeld nicht beeinflußt wird, daß sich aber sonst charakteristische Unterschiede ergeben. Im Magnetfeld beginnt die Reaktion sofort, die Temperaturkurve steigt während der ersten 1 1/2 Minuten ziemlich steil an, verläuft dann flacher (bis 10 Min.) und schließlich von 15 Min. ab parallel zur Abszissenachse. Bei nicht erregtem Magnetfelde beginnt die Reaktion erst nach 1/4 Min. (die Zeit, welche die Säure braucht, um das Papier der Patrone zu durchdringen), die Temperaturkurve steigt dann 5 1/2 Min. lang ziemlich steil an (aber in geringerem Maße als bei erregtem Felde), sinkt darauf (bis 15 Min.), zuerst schnell, dann langsamer, und verläuft zum Schluß auch parallel zur Abszissenachse; zwischen den einzelnen Versuchen zeigen sich dabei verhältnismäßig große Abweichungen. Dieser eigentümliche Verlauf der Kurve erklärt sich durch das lebhafte Aufbrausen; bei einigen Versuchen, welche natürlich nicht berücksichtigt wurden, wurde etwa 1/3 der Säure und des Eisens herausgeschleudert. Es wurde daher nur die Temperatur der im unteren Teil des Gefäßes gebliebenen Säure gemessen; der emporgewirbelte Teil kühlte sich an den Wänden ab und floß, nachdem der Verlauf der Reaktion ruhiger geworden (also etwa nach 5 Min.), zurück, wodurch die Temperatur des ersten Teiles erniedrigt wurde. Wenn man annehmen könnte, daß eine der aufgewirbelten Säuremenge äquivalente Eisenmenge mit empor genommen wäre, würde die erreichte Höchsttemperatur maßgebend sein. Da in der Tat das Maximum mit dem im Magnetfeld erreichten zusammenfällt (vgl. die gestrichelte Kurve in Fig. 1), scheint diese Annahme nicht völlig von der Hand zu weisen zu sein; wenigstens würde sich dann Übereinstimmung mit den späteren Versuchen ergeben. Ein endgültiger Schluß läßt sich aber aus dem bisher Mitgeteilten nicht ziehen.

Die sonstigen Abweichungen der Kurven bei erregtem Magnetfelde finden eine einfache Erklärung durch die magnetischen Verhältnisse. Im Felde tritt eine regelmäßige Anordnung der Eisenteilchen, etwa in der Richtung der Kraftlinien, ein, wie eine zufällige Beobachtung beweist: durch irgendwelche Störungen war bei einem Versuch mit H_2SO_4 das Eisen nicht völlig gelöst; als man es ausgoß, sah man kleine Ketten von Eisenteilchen, wie große Kommabazillen aussehend. Dadurch wird ferner das Zerstören der Patrone begünstigt, so daß die Reaktion fast momentan beginnen kann. Durch das Magnetfeld wird auch das Eisen an dem Mitemporgerissenwerden gehindert, so daß das Aufbrausen viel weniger energisch geschehen konnte wie bei nicht erregtem Felde; deshalb fällt auch der abkühlende Einfluß der Gefäßwände, wenigstens zum großen Teile, fort. Hinzu kommt vielleicht noch, daß sich um das Eisen im Magnetfelde, wie schon oben erwähnt, die Eisenchlorürlösung konzentrierte und damit die Säure von dem Eisen fernhielt, so daß der

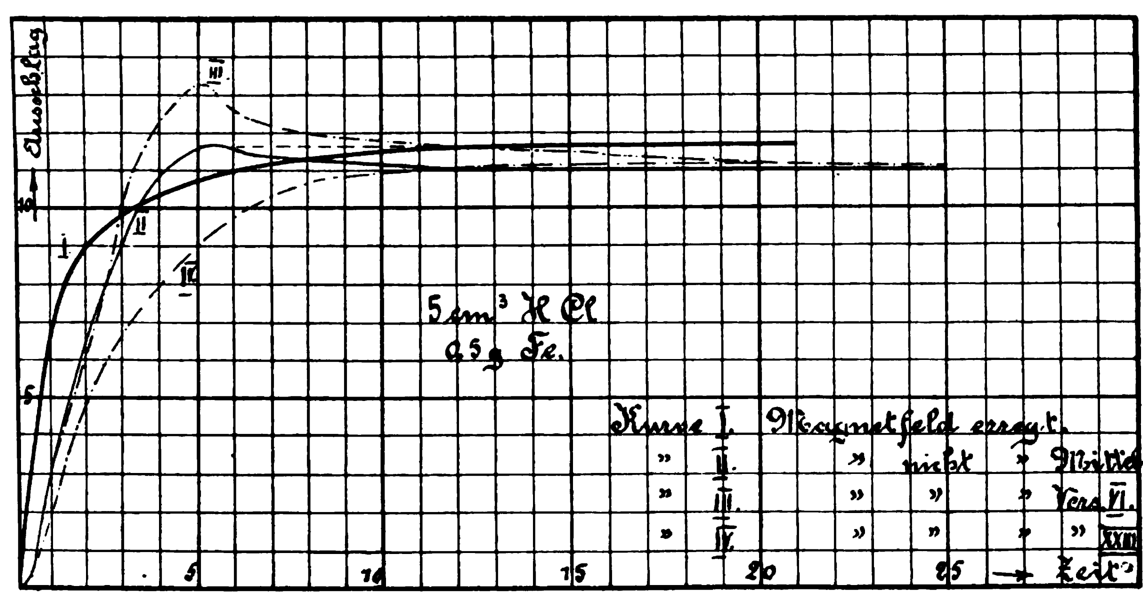


Fig. 1.

Reaktionsverlauf ruhiger wurde. Bei nicht erregtem Felde wird die Anordnung der Teilchen eine zufällige sein, was die hier auftretenden relativ großen Unterschiede in dem Verlauf der einzelnen Versuche erklärt.

Die Versuche mit 0,5 g *Fe* und 5 cm³ verdünnter H_2SO_4 ergaben analoge Resultate; wegen der hierbei auftretenden, oben erwähnten Unregelmäßigkeiten aber wurde nur eine geringe Anzahl von Versuchen angestellt, deren Wiedergabe nicht lohnen würde. Da auch die Versuche mit 0,25 g *Fe* und 5 cm³ verdünnter *HCl* einen ähnlichen Verlauf ergaben wie bei 0,5 g *Fe*, kann gleichfalls von einer Wiedergabe ihrer Einzelheiten Abstand genommen werden.

Tabelle 3.

10 cm³ verdünnte *HCl*, 0,1 g *Fe*, die Ausschläge reduziert auf 5 cm³ *HCl* (vgl. Fig. 2).

Zeit in Min.	Magnetfeld erregt	Magnetfeld nicht erregt	Zeit in Min.	Magnetfeld erregt	Magnetfeld nicht erregt
1/4	2,12	0,35	6	11,24	11,91
1/2	4,37	1,22	7	11,70	12,22
3/4	5,62	2,83	8	11,89	12,37
1	6,67	4,67	9	12,14	12,47
1 1/4	7,29	6,09	10	12,32	12,62
1 1/2	7,78	7,23	12	12,66	12,74
1 3/4	8,11	8,00	14	12,89	12,82
2	8,47	8,58	16	13,07	12,92
2 1/2	9,05	9,60	18	13,10	12,98
3	9,52	10,14	20	13,03	13,02
3 1/2	9,91	10,68	22	13,01	13,01
4	10,21	11,05	24	12,97	13,03
4 1/2	10,57	11,36	26	12,98	13,05
5	10,67	11,58	28	12,97	13,02
			30	12,96	13,07

Bei erregtem Magnetfelde ist das Mittel aus 6 Versuchen angegeben, welche, abgesehen von 2 Versuchen, um weniger als 1/2 Proz. vom Mittel abweichen. Bei diesen beiden Prozessen zeigte die Strahlungskorrektion von den sonstigen abweichende Werte, so daß sie hier nicht mit der gewohnten Genauigkeit angebracht werden konnte. Diese Abweichung rührt bei dem einen Versuch davon her, daß das Magnetfeld von dem vorhergehenden Versuch noch nicht genügend wieder abgekühlt war, bei dem zweiten davon, daß ein etwas stärkerer Strom als sonst gebraucht worden war. Durch die Unsicherheit der Strahlungskorrektion in den letzten Minuten erklärt es sich auch, daß die Werte zum Schluß scheinbar etwas abnehmen. Tatsächlich bleiben sie, wie die meisten Versuche zeigen, konstant, so daß man als konstanten Endwert den Wert 13,05 annehmen kann. Bei nicht erregtem Magnetfelde ist das Mittel aus 10 Versuchen mitgeteilt, welche, von einem Versuch abgesehen, um höchstens 1 1/2 Proz. vom Mittelwert abweichen. Die Mittelwerte der an den einzelnen Tagen angestellten Versuchsserien weichen sogar um weniger als 1 Proz. voneinander ab.

Bei diesen Versuchen unterscheidet sich der Verlauf der beiden Temperaturkurven nur wenig voneinander, doch bleiben die schon bei 0,5 g *Fe* für die ersten Minuten konstatierten Unterschiede auch hier erhalten. Die Dauer der Reaktion, sowie die erzeugte Wärmemenge ist bei erregtem und nicht erregtem Magnetfelde bis auf etwa 1 Proz. dieselbe. Aus diesen Versuchen kann man, da die Reaktion in beiden Fällen nahezu gleichartig verläuft, sichere Schlüsse ziehen.

Daß die erzielte Wärmemenge hier größer ist als bei den Versuchen mit 0,5 g *Fe*, erklärt sich ungezwungen daraus, daß hier die Reaktion verhältnismäßig ruhig verläuft und somit der

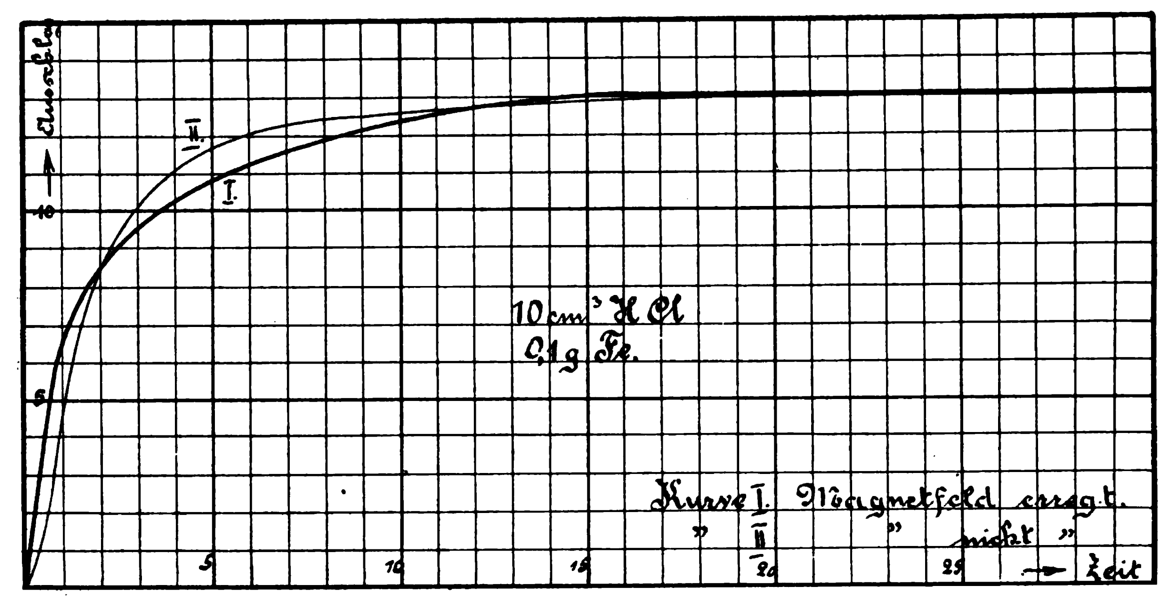


Fig. 2.

abkühlende Einfluß der Gefäßwände wohl ganz in Fortfall kommt.

Man könnte gegen die Versuche noch einwenden, daß sich innerhalb und außerhalb des Feldes mit dem Eisenchlorür verschiedene Beträge von Eisenchlorid bilden. Da die Lösungen in beiden Fällen aber dieselbe Farbe haben, kann der Unterschied nicht groß gewesen sein. Nichols gibt ferner an, daß ein Gehalt von 2 bis 14 Proz. Eisenchlorid auf die entwickelte Wärmemenge keinen Einfluß hat. Ich möchte nach meinen Versuchsergebnissen der Ansicht von Nichols zustimmen, daß sich das Eisenchlorid erst nach Beendigung der Reaktion durch Stehen an der Luft bildet. Aus diesen Gründen scheint mir der Einwand hinfällig zu sein.

Einige Versuche mit verdünnter H_2SO_4 und 0,1 g *Fe* ergaben völlig analoge Resultate. — Zur Kontrolle wurden einige Versuche mit Zink angestellt, welche in Tab. 4 wiedergegeben sind.

Tabelle 4.

5 cm³ verdünnte *HCl*, 0,25 g *Zn*, nicht umgerechnet auf $C = 2{,}0$ und nicht wegen der Strahlungsverluste korrigiert (vgl. Fig. 3).

Zeit in Min.	Magnetfeld erregt	Magnetfeld nicht erregt	Zeit in Min.	Magnetfeld erregt	Magnetfeld nicht erregt
1/4	0,00	0,24	4	7,62	7,63
1/2	0,74	3,47	5	7,60	7,58
3/4	4,64	6,25	6	7,56	7,53
1	6,70	7,61	7	7,54	7,48
1 1/4	7,60	7,88	8	7,52	7,46
1 1/2	7,80	7,89	9	7,50	7,42
1 3/4	7,76	7,85	10	7,48	7,38
2	7,74	7,81	11	7,44	7,34
2 1/2	7,68	7,75	12	7,42	7,31
3	7,66	7,71	13	7,40	7,27
3 1/2	7,64	7,67	14	7,38	7,23
			15	7,36	7,21

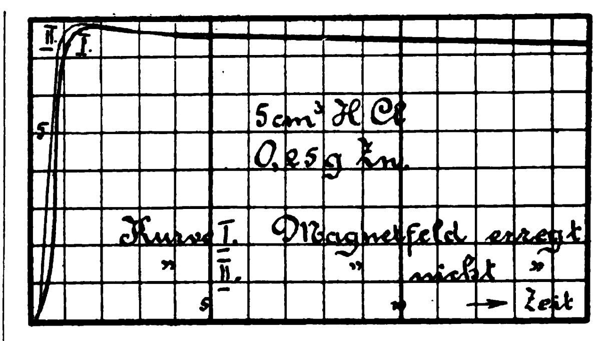


Fig. 3.

Bei erregtem Magnetfelde ist nur ein Versuch, bei nicht erregtem das Mittel aus zwei Versuchen angegeben. Der Verlauf der Reaktion, sowie die erzeugte Wärmemenge wird durch das Magnetfeld nicht beeinflußt. — Um die Anschauungen von Groß experimentell zu prüfen, wurden dann noch einige Versuche angestellt, bei denen sich in der Patrone noch ein kleines Glasrohr befand, in welches 0,17 g *Fe* eingeschmolzen waren. Diese zeigten gegen die vorhergehenden Versuche ohne *Fe* keinen Unterschied. Der verschiedene Diamagnetismus der Flüssigkeiten scheint also keine große Rolle zu spielen, jedenfalls vermag er nicht die beim Eisen beobachteten Unterschiede zu erklären.

Zusammenfassend kann ich als Resultat der Versuche angeben:

Die Unterschiede, welche Nichols bei der Auflösung von *Fe* in *HCl* und H_2SO_4 bei erregtem und nicht erregtem Magnetfelde gefunden, sind durch Nichtberücksichtigung von Fehlerquellen zu erklären. Unter Berücksichtigung dieser ergibt sich bis auf etwa 1 Proz. genau innerhalb

und außerhalb des Magnetfeldes dieselbe Wärmemenge. Der Charakter der Reaktion wird dadurch beeinflußt, daß im Magnetfelde die Eisenteilchen regelmäßig (in Richtung der Kraftlinien) angeordnet werden; außerhalb des Feldes kann die Reaktion je nach der zufälligen Anordnung der Eisenteilchen verschieden verlaufen. Im Magnetfelde verläuft die Reaktion ruhiger, weil das Eisen hier festgehalten wird und nicht mit emporgewirbelt werden kann, vielleicht auch, weil sich die Eisenchlorürlösung um das Eisen konzentriert und so das Eisen vor dem Angriffe der Säure teilweise schützt.

Köthen (Anhalt), Physikalisches Laboratorium des Polytechnikums, Mai 1908.

(Eingegangen 4. Juni 1908.)

Zur Richtungsbestimmung unterseeischer Schallsignale.

Von L. Zehnder.

Die Bedeutung der unterseeischen Schall-ignalgebung ist zweifellos im Zunehmen be-griffen; um so größer ist ihr Wert, je genauer man die Richtung bestimmen kann, von der die Signale herkommen. Im folgenden möchte ich las Prinzip eines Interferenzapparats an-;eben, der diesem Zwecke dienen soll, ohne laß ich selber einstweilen in der Lage wäre, lie entsprechenden Versuche zur See anzustellen.

Man denke sich etwa an einer vertikal ste-enden, mit Handkurbel versehenen Achse unten m Wasser eine horizontale Querstange in ihrer Iitte befestigt; an beiden Enden dieser Quer-tange sollen sich zwei gleiche für unterseeische ichallaufnahme bestimmte Telephone oder Mi-rophone in gleicher Orientierung befinden; er Abstand dieser beiden Schallempfangsap-arate werde gleich einer halben Wellenlänge es gehörten Signaltons im Wasser gemacht. ei einer Schwingungszahl von 725 wäre der enannte Abstand nahezu 1 Meter. Schaltet an die beiden Empfangsapparate in bekann-r Weise hintereinander und mit einem Fern-örer in Reihe, so muß man — wenn diese pparate wirklich ganz gleich sind und gleich irken — bei jeder Kurbeldrehung zwei Maxima id zwei Minima der Schallstärke im Fernhörer ahrnehmen. Beim Minimum der Schallstärke bt die Querstange die Richtung des ankom-enden Schallsignals an. Ob diese Richtung ı einen oder im entgegengesetzten Sinne zu ehmen ist, entscheidet für ein Schiff ohne eiteres eine Änderung seiner Fahrgeschwindig-eit in der noch zweideutigen Richtung: die ahrt nach der Schallquelle hin läßt den Ton oher, die umgekehrt gerichtete Fahrt läßt ihn efer erscheinen. Durch entsprechende Bewe-ıngen des Interferenzapparats allein kann die eindeutige Richtung auch gefunden werden. Wenn es zweckmäßig ist, lassen sich die beiden Schallempfangsapparate leicht in der Weise um eigene Vertikalachsen drehbar einrichten, daß sie in jeder Kurbelstellung ihre günstigste Seite der Schallquelle zukehren. Selbstverständlich ist die beschriebene Vorrichtung an solcher Stelle anzubringen, daß keine störenden Reflexionen das Resultat zu trüben vermögen.

Dasselbe Verfahren kann zur Richtungsbestimmung der Schallfortpflanzung in anderen Medien als Wasser, z. B. in Luft, Anwendung finden.

Halensee-Berlin, Juni 1908.

(Eingegangen 12. Juni 1908).

Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen.

Von Wilh. S. Gripenberg.

Bei der Herstellung von Selenzellen kommt es im allgemeinen darauf an, eine dünne Selenschicht auf festen Körpern aufzutragen. Dabei begegnet man oft der Schwierigkeit, daß das Selen an dem Körper nicht haftet, sondern sich in Tropfen sammelt. Besonders ist dies der Fall bei Glas.

Anstatt flüssigen Selens kann man, wie ich gefunden habe, Selendampf benutzen, den man auf der kalten Oberfläche der Selenzelle kondensiert. Man erzielt hierdurch Schichten von außerordentlich geringer Dicke, welche außerdem ziemlich gleichförmig sind. Auf Glas haftet Selen in diesem Falle recht gut.

Um eine Selenzelle, die für diese Auftragungsweise geeignet ist, herzustellen, kann man in folgender Weise verfahren: Auf eine Glasplatte werden zwei Furchen oder Rillen nebeneinander eingeätzt, so daß ihre Länge möglichst groß wird; sie werden innen mit Platin bekleidet und dann die Platte den Selendämpfen ausgesetzt; dabei darf die Platte nicht zu heiß werden, weil das Selen dann zu größeren Tropfen zusammenfließt; auch empfiehlt es sich, die Sublimation in einer trockenen Kohlensäureatmosphäre vorzunehmen.

Nach Marc soll Zusatz von Silber die Lichtempfindlichkeit erhöhen. Um das Selen silberhaltig zu machen, könnte man vielleicht die Glasplatte vor der Sublimation äußerst schwach versilbern.

Diese Zellen sind leicht gegen atmosphärische und andere Einflüsse zu schützen; ein anderer Vorteil ist, daß Kurzschluß ausgeschlossen ist, trotzdem die Leiter sehr nahe aneinander liegen und die Zelle somit kleinen Widerstand im Verhältnis zu ihrer Größe hat.

Masaby (Finnland, Rußl.), 15. Juni 1908.

(Eingegangen 20. Juni 1908.)

BESPRECHUNGEN.

F. Nölke, Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems. Aufstellung einer neuen Theorie nach vorhergehender Kritik der Theorien von Kant, Laplace, Poincaré, Moulton, Arrhenius u. a. 8. XII u. 216 S. mit 3 Textfiguren. Berlin, J. Springer. 1908. M. 6.—

Der Verfasser setzt zunächst auseinander, weshalb die bisherigen kosmogonischen Theorien ihm als unzulänglich erscheinen; die Berechtigung dieser Kritik dürfte indessen nicht immer zweifelsfrei sein. An Stelle der älteren Theorien der Entwickelung unseres Planetensystems setzt er eine neue, deren Begründung den Hauptinhalt des Buches bildet. Als Urform nimmt er einen Nebel von elliptisch spiraliger Struktur an, in dessen Innerem jedoch nicht das Newtonsche Gravitationsgesetz gelten solle, sondern an dessen Stelle eine Art molekularer Anziehung. Gleichzeitig mit einer zentralen Verdichtung, der späteren Sonne, hätten sich mehrere selbständige Kondensationskerne gebildet, denen die großen Planeten ihre Entstehung verdankten. Hierbei hätte der Äther und die zwischen den einzelnen Verdichtungszentren fein verteilte Nebelmasse einen widerstehenden Einfluß auf die Bewegungsvorgänge ausgeübt. Aus diesen Grundannahmen heraus entwickelt dann der Verfasser seine Theorie. E. Przybyllok.

M. Möller, Exakte Beweise für die Erdrotation. gr. 8. IX, 58 u. 30 S. Wien, A. Hölder. 1908. M. 1.—

Die anscheinend für Unterrichtszwecke geschriebene Abhandlung bringt eine sehr ausführliche Darstellung der Beweise für die Erdrotation, wie sie aus dem Foucaultschen Pendelversuch, der Erhaltung der Rotationsebene beim Kreisel und der Abweichung frei fallender Körper von der Lotlinie gefolgert werden können. Als Anhang ist eine Vorlesung von J. Stefan über die Gesetze der relativen Bewegung abgedruckt. E. Przybyllok.

A. Righi und B. Dessau, Die Telegraphie ohne Draht. 2. vervollständ. Auflage. gr. 8. XIV u. 665 S. mit 312 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 15.—, gebunden M. 16.50.

Unsere deutsche Literatur ist leider sehr arm an Büchern, die, wie das vorliegende, populär im besten Sinne des Wortes geschrieben sind und dennoch den Leser bis in die feinsten Einzelheiten der Wissenschaft und Technik führen. In selten glücklicher Weise verstehen es die Verfasser, die Lektüre ihres inhaltreichen Werkes fesselnd zu gestalten, so daß sowohl der Laie wie der Fachmann stets Anregungen daraus empfängt. Die physikalischen Prinzipien der elektromagnetischen Wellen sowie auch die technischen Ausführungen der Apparate für die Telegraphie sind in überaus klarer und durchsichtiger Schilderung vorgetragen; stets ist der historischen Entwicklung sowie den verschiedensten heute herrschenden Anschauungen volle Beachtung geschenkt. Während für den Gebildeten, der das Buch als Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie benutzen will, die einheitliche Verarbeitung der vielen in der Literatur vorhandenen Spezialabhandlungen von Nutzen ist, erhält es für den Fachmann seinen besonderen Wert durch die kritische Sichtung und die zahlreichen Literaturbelege der einschlägigen Arbeiten in- und ausländischer Forscher. Das Werk gehört zu den besten, die die Weltliteratur auf diesem Gebiete besitzt. R. Rüdenberg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Aachen Dr. Friedrich Bidlingmaier (bisher an der Universität Berlin) für Geophysik, an der Universität Bonn Dr. Hans Meerwein für analytische Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Hermann Bertschinger für Maschinen-Ingenieurwesen.

Ernannt: Der ord. Professor an der böhmischen technischen Hochschule in Brünn Dr. Friedrich Prohazka zum ord. Professor der darstellenden Geometrie an der böhmischen technischen Hochschule in Prag, der Vorsteher der aeronautischen Abteilung des Frankfurter Physikalischen Vereins Dr. Kurt Wegener zum Leiter des Observatoriums auf Samoa, Dr. Franz Lincke in Göttingen zum Leiter der aeronautischen Abteilung des Physikalischen Vereins in Frankfurt a/M., zu Lehrern der Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge Dr. H. E. Bigelow, G. L. Kalley und E. R. Ringel, an der Cornell-Universität in Ithaca zum Dozenten der Chemie Dr. F. D. Schatterly, zu Dozenten der Physik Dr. F. A. Molby, Dr. G. W. Naysmith, Dr. A. A. Sommerville und Dr. O. Tugman.

Berufen: Zum Direktor des chemischen Instituts der Universität Halle der bisherige a. o. Professor daselbst Dr. Daniel Vorländer (an Stelle des sein Amt niederlegenden Geh. Rat Professor Dr. Jakob Volhard), der Privatdozent an der Universität München Dr. Julius Sand als a. o. Professor der Chemie an die Universität Berlin, der a. o. Professor der theoretischen Astronomie an der Universität Göttingen Dr. Gustav Herglotz zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien, der Professor an der tierärztlichen Hochschule in Berlin Dr. Emil Abderhalden zum ord. Professor der physiologischen Chemie an der Universität Tübingen.

Verliehen: Dem Professor der Meteorologie Dr. H. Hergesell an der Universität Straßburg den Titel eines Kaiserlichen Geheimen Regierungsrates, dem Privatdozenten für Astronomie an der Universität Berlin Dr. Friedrich Ristenpart der Titel Professor.

Gestorben: Der frühere Professor der Arzneimittellehre an der Universität Berlin Dr. Oskar Liebreich, der Professor der Geometrie an der Universität Lausanne Dr. Henri Joly.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. | 15. August 1908. Redaktionsschluß für No. 17 am 18. August 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

W. Ritz, Über ein neues Gesetz der Serienspektren. S. 521.

K. Uller, Die Energiewanderung im permanenten elektromagnetischen Felde gemäß dem Theorem von Poynting. S. 529.

M. Wien, Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Macků: „Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung". S. 537.

H. W. Schmidt, Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern. S. 537.

A. Bestelmeyer, Positive Elektronen? S. 541.

Vorträge und Reden:

J. J. Thomson, Die Beziehung zwischen Materie und Äther im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität. S. 543.

Besprechungen:

J. J. C. Müller, Wärmelehre. S. 550.

S. Herzog, Elektromechanische Anwendungen. S. 550.

Berichtigung. S. 551.

Tagesereignisse. S. 551.

Personalien. S. 552.

Gesuche. S. 552.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein neues Gesetz der Serienspektren.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. Ritz.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß man aus bekannten Spektralserien eines Elements neue Serien ableiten kann, durch welche insbesondere fast sämtliche neuerdings von Lenard, Konen und Hagenbach, Saunders, Moll, Bergmann u. a. in den Alkalien entdeckten Serien und Linien genau dargestellt werden — ohne Hinzuziehung irgendeiner neuen Konstanten. Auch auf andere Spektren, insbesondere *He* und die Erdalkalien, findet das neue Kombinationsprinzip Anwendung. Es ergeben sich nähere Beziehungen zum Atomgewicht, als bisher bekannt war, und die Gesamtheit dieser neuen Relationen erleichtert die Auffindung der Serien bei Elementen, wo sie noch nicht bekannt sind.

Die von mir[1]) aufgestellte Serienformel lautet in ihrer zweckmäßigsten Form:

$$(1)\qquad \nu = A - \frac{N}{[m + \alpha + \beta(A - \nu)]^2}, \quad N = 109675{,}0$$

wo ν die auf Vakuum bezogene reziproke Wellenlänge ist, fünfstellig geschrieben; N eine universelle Konstante, m die Ordnungszahl[2]) der Linie, A die Grenze der Serie, $\alpha\beta$ Konstanten. Für kleine m kann ν negativ werden; dies muß natürlich beim Glied $\beta(A - \nu)$ berücksichtigt werden. Dies läßt sich auch schreiben:

$$(2)\qquad \nu = A - \frac{N}{\left[m + \alpha + \frac{\beta N}{m^2} - \frac{2\alpha\beta N}{m^3} + \cdots\right]^2}.$$

Die Konstanten $\alpha\beta$ charakterisieren den Verlauf der Serie; sie sind für zwei Serien von Paaren mit konstanten Differenzen Δ identisch[3]), da man beim Übergang von der ersten zur zweiten ν mit $\nu + \Delta$, A mit $A + \Delta$ zu vertauschen hat, so daß Δ aus der Formel herausfällt. Wir setzen abkürzend:

$$(3)\qquad (m, \alpha, \beta) = \frac{N}{\left[m + \alpha + \frac{\beta N}{m^2} - \frac{2\alpha\beta N}{m^3} + \cdots\right]^2}.$$

Die Konstanten α, β mögen für die Paare der ersten Nebenserie (diffuse Serie, nach Rydbergs Bezeichnung) die Werte d, δ haben; für die der zweiten Nebenserie (scharfe Serie) die Werte s, σ; für die der Hauptserie (Prinzipalserie) die Werte $p_1 \pi_1$, resp. $p_2 \pi_2$, $(p_1 > p_2)$. Es ist (loc. cit. S. 291) $\pi_1 = \pi_2$ sehr angenähert. Besitzt die erste Nebenserie einen Satelliten, welcher mit der einen Hauptlinie konstante Differenzen aufweist, so kommt der zweiten Hauptlinie (mit größerem λ) ein anderes Wertsystem d', δ' zu, wobei wieder angenähert $\delta = \delta'$ ist.

Das System von Hauptserie, erster und zweiter Nebenserie läßt sich nun (loc. cit. S. 291) durch das Gleichungssystem (5) darstellen.

$$(5)\qquad \begin{array}{lll}
\text{Hauptserie:} \ \pm\nu = \begin{cases} (1{,}5,\ s,\ \sigma) - (m,\ p_1,\ \pi_1) \\ (1{,}5,\ s,\ \sigma) - (m,\ p_2,\ \pi_2) \end{cases} & \begin{array}{l}\text{kleineres } \lambda,\ m = 2, 3, 4 \ldots \\ \text{größeres } \lambda\end{array} \\
\text{2. Nebenserie:} \ \pm\nu = \begin{cases} (2,\ p_1,\ \pi_1) - (m,\ s,\ \sigma) \\ (2,\ p_2,\ \pi_2) - (m,\ s,\ \sigma) \end{cases} & \begin{array}{l}\text{größeres } \lambda,\ m = 1{,}5,\ 2{,}5,\ 3{,}5 \ldots \\ \text{kleineres } \lambda\end{array} \\
\text{1. Nebenserie:} \ \pm\nu = \begin{cases} (2,\ p_1,\ \pi_1) - (m,\ d,\ \delta) \\ (2,\ p_2,\ \pi_2) - (m,\ d,\ \delta) \\ (2,\ p_2,\ \pi_2) - (m,\ d',\ \delta') \end{cases} & \begin{array}{l}\text{Hauptlinie, größeres } \lambda \\ \text{Satellit} \quad m = 3, 4, 5 \ldots \\ \text{Hauptlinie, kleineres } \lambda.\end{array}
\end{array}$$

1) W. Ritz, Ann. d. Physik 12, 264, 1903 (Inaug.-Diss.).

2) Diese Zahl habe ich noch näher durch die Festsetzung $|\alpha < 0{,}5$ definiert. Eine Änderung der Numerierung könnte sonst durch eine entsprechende Änderung von α immer kompensiert werden.

3) Die entgegengesetzte Behauptung von H. Hermann (Diss. Tübingen 1904, S. 27) entbehrt jeden Grundes.

allen Spektren betrachtet werden als erzeugt durch zwei Pole entgegengesetzten Vorzeichens; jedes der zwei Glieder von $(m, \alpha, \beta) - (n, \alpha', \beta')$ stellt je den Einfluß eines Poles dar; jeder dieser Pole kann im Atom verschiedene Lagen annehmen, die z. B. bei Wasserstoff äquidistant auf einer Geraden liegen. Vertauschung dieser Lagen untereinander entspricht dem Kombinationsprinzip. Allgemeiner kann man wohl die Vermutung aussprechen, daß sich die einfachen Gesetze auf die Lagen dieser Pole im Atom beziehen.

Daß für die Ordnungszahl ein gewisses Minimum vorgeschrieben ist — was bei keinem bekannten Schwingungsvorgang stattfindet, besagt in dieser Vorstellungsweise nur, daß die Magnetpole durch die Struktur des Atoms in einer gewissen Minimalentfernung von dem im Innern des Atoms schwingenden Elektron gehalten werden, was recht plausibel ist.

Ich gehe zur Besprechung der einzelnen Spektren über.

Wasserstoff.

Nach einer brieflichen Mitteilung von Herrn F. Paschen hat H eine infrarote Linie $\lambda = 18751 \pm 2$; sie ist das Umfassungsglied der Serie

$$\nu = N\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right], \quad m = 4, 5, 6,$$

die für $m = 4$ den Wert $\lambda = 18751{,}7$ ergibt, womit die Annahme, es sei die Balmersche Formel (6) mit zwei ganzen Zahlen zu schreiben,

$$\nu = N\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right],$$

wohl als bewiesen zu betrachten ist.

Lithium.

Bei Li haben Hagenbach[1]), Hagenbach und Konen[2]), Saunders[3]) eine Reihe neuer Linien entdeckt, die eine Serie bilden. Im Infrarot hat A. Bergmann (loc. cit.) zwei Linien gemessen; endlich verdanke ich Herrn Paschen die gütige Mitteilung einiger vorläufiger Messungsergebnisse infraroter Linien der Alkalien.

Nach Analogie der übrigen Alkalien sollte man erwarten, daß die Li-Linien aus engen Paaren bestehen. Herr Hagenbach (loc. cit.) findet aber die rote Li-Linie (Grundlinie der Hauptserie) einfach, während er, wie auch Saunders, die Linie 4602 der ersten Nebenserie doppelt findet, wobei allerdings der Abstand doppelt so groß ist, als zu erwarten war. Die Linie 6103, deren Komponenten noch weiter auseinander liegen sollten, findet aber Saunders einfach, während Konen und Hagenbach auch bei ihr manchmal eine doppelte Umkehrung wahrnahmen, die sie in dem Sinne deuten, daß die Linie doppelt sei. Durch die folgenden Betrachtungen wird man aber zu einer andern Auffassung gedrängt. Nach der oben erwähnten Beziehung zu den Quadraten der Atomgewichte sollte $p_1 - p_2 = 0{,}00005$ sein. Über $\pi_1 - \pi_2$ läßt sich, nach Analogie der übrigen Alkalien nur sagen, daß es von ähnlicher Ordnung sei, nicht aber, daß es verschwinde. Nun ist[1]) $p = -0{,}04815$, $\pi = 0{,}0257$; setzt man etwa $p_1 = p$, $\pi_2 = \pi$, $p_2 = p + 0{,}00005$, $\pi_2 = \pi + 0{,}0002$, so kompensieren sich die Änderungen für die Grundlinie $m = 2$ der Hauptserie, die somit, ebenso wie die Nebenserien, einfach wird; während für größere m die Kompensation zwar nur eine teilweise ist, doch sind hier die Linien nur um einige Hundertstel Å.-E. voneinander entfernt, und somit nicht zu trennen. Bei dieser Annahme erklären sich sämtliche Beobachtungen aufs befriedigendste.

Denn bildet man zunächst die Kombination 5, also hier die Serie

$$\nu = 12202{,}6 - \frac{N}{\left[m - 0{,}00005 + \frac{0{,}0002}{m^2}\right]^2},$$

$$m = 4, 5, 6 \ldots .$$

(wobei die Zusatzglieder, bei den Genauigkeitsgrenzen der Beobachtung, belanglos sind), so ergibt sich für $m = 4$, $\lambda = 18693{,}7$ [18694 nach einer ersten, 18698 nach einer zweiten Messung von F. Paschen]; $m = 5$, $\lambda = 12791{,}5$ [Paschen: 12784 ± 10]. Weitere Glieder sind nicht beobachtet. Es entspricht diese Serie den Bergmannschen Serien von K, Rb, Cs.

Die Formel $(2, p_1, \pi_1) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ entspricht einer Serie, die parallel der vorigen verläuft, und deren Linien, da d, δ, $p_1 - p_2$, $\pi_1 - \pi_2$ bei Li alle sehr klein sind, in unmittelbarster Nähe der Linien der ersten Nebenserie liegen. Berechnet man für letztere die Größe

$$\alpha + \beta(A - \nu) = \sqrt{\frac{N}{A - \nu}},$$

so muß sie, nach Analogie der übrigen Alkalien, negativ sein und dem absoluten Wert nach mit m wachsen. Für $m = 3$ ergibt sich $-0{,}00204$; für $m = 4$ nach der ursprünglichen Messung 4602,37 von Kayser und Runge $-0{,}00147$, während die neuen Messungen von Hagenbach 4603,04 und Saunders 4603,2 ergeben $-0{,}00243$ resp. $-0{,}00326$. Es ist also die eine Linie 4603

1) A. Hagenbach, Ann. d. Physik **9**, 729, 1902.
2) Diese Zeitschr. **4**, 592, 801, 1903.
3) Astrophys. Journ. **20**, 188, 1904.

1) In meiner Inaug.-Diss. (loc. cit.) sind irrtümlicherweise für die Konstanten von Li die allerdings nur wenig abweichenden Ergebnisse einer vorläufigen Berechnung mitgeteilt. Die Grenze der Hauptserie ist 43484,7 [statt 43482,8], die der Nebenserien 28581,6; $s = 0{,}09934$; $\sigma = -0{,}02210$. Die Grundlinie der ersten Nebenserie ist $\nu = 16379{,}0$, somit $(3, d, \delta) = 28581{,}6 - 16379{,}0 = 12202{,}6$.

$\frac{(p_2-p_1)10^5}{\mu^2}$ 0,248 0,292 0,327 0,204

Dabei dürfte die noch bestehende Schwankung zum Teil von der Unvollkommenheit der Serienformel, vor allem aber von der Vernachlässigung von $\pi_1-\pi_2$ herrühren, die bei hohen Atomgewichten sicher einen größeren Fehler bewirkt. Die Kenntnis der Hauptserien würde erlauben, dies zu entscheiden.

Ferner gelang es, bei *Ca*, *Sr*, *Ba* die Gleichung der zweiten Nebenserie für die starken, ultravioletten Paare der Erdalkalien, für welche die Differenz der Schwingungszahlen ν_1' etwa doppelt so groß wie ν_1 ist, aufzustellen, und aus den Grenzen dieser Serien die entsprechende Differenz der konstanten p_i zu bilden; die Differenz unterscheidet sich von derjenigen der Triplettserien nur um ca. 15 Proz; bei exakter Berechnung (es war $\pi_1-\pi_2=0$ gesetzt, da die Hauptserie ins Gebiet der Schumannschen Strahlen fällt und nicht beobachtet ist) würden wohl beide Größen einander gleich, was dem Kombinationsprinzip der Konstanten entspricht.

Endlich sind bei *Ca*, *Sr* neuerdings Nebenserien engerer Tripletts gefunden worden, aus deren Grenzen sich wieder Differenzen $p_1'-p_2'$, $p_2'-p_3'$ bilden lassen. Innerhalb derselben Genauigkeitsgrenze zeigte sich, daß sie mit den aus den Hauptlinien der ersten Nebenserie berechneten Konstanten $d-d'$, $d'-d''$ resp. gleich sind, so daß hier eine neue Kombination vorliegt.

Diese Umstände zeigen, daß man in manchen Fällen mit Vorteil an Stelle der Wellenzahlen die Konstanten der Formeln in Betracht zieht. Bei einer definitiven, exakten Formel würde dies in noch erhöhtem Maße der Fall sein.

In den Erdalkalien sind Doppellinien mit den Abständen ν_1, Tripletts mit den Abständen ν_1, ν_2 außerhalb der Serien noch mehrfach beobachtet. Solche Tripletts sind nach dem Kombinationsprinzip in der Tat dann und nur dann zu erwarten, wenn die $(2\, p_i\, \pi_i)$ mit irgendeiner Größe $(m\,\alpha\,\beta)$ verbunden werden; sie müssen somit zu Serien gehören, die an denselben Stellen endigen, wie die schon bekannten Nebenserien, enthalten aber offenbar nur wenig Glieder, die intensiv genug sind, um beobachtet zu werden, und dürften sich sogar häufig auf ihre Fundamentallinie beschränken.

Es ist bekannt, daß bei wachsendem Atomgewicht oder Siedepunkt die Serien immer rascher abklingen, so daß nur die den niedrigsten Ordnungszahlen entsprechenden Linien beobachtet werden. Andererseits nimmt die Zahl der verschiedenen Serien zu; neben den Triplettserien zeigt z. B. *Mg* Serien von Doppellinien und von einfachen Linien, und es wächst die Anzahl der Kombinationen. Man gelangt so schließlich zu einem Spektrum, in welchem eine große Anzahl charakteristischer, konstanter Differenzen, aber keine Serien wahrnehmbar sind. Es scheint mir sehr wahrscheinlich, daß die sog. Spektren zweiter Art, welche diesen Charakter aufweisen, Serienspektren mit zahlreichen Kombinationen und sehr wenig entwickelten Serien sind.

Die Berechnung einer Größe (m, α, β) setzt die Kenntnis der Grenze einer Serie voraus, in deren Formel sie eingeht. Diese Grenze läßt sich mit großer Genauigkeit bestimmen, außer wenn nur wenige unscharfe Linien beobachtet sind; sie ist auch ziemlich unabhängig von der noch vorliegenden Unsicherheit über die exakte Form der Seriengleichung. Daher die unten mitgeteilten Rechnungsergebnisse nur geringe Unsicherheit involvieren; bei den oben sub 1., 3., 4. angeführten Fällen hat man sogar ausschließlich Differenzen oder Summen beobachteter Wellenzahlen zu berechnen; hier ist die Sicherheit naturgemäß noch größer.

Dagegen lassen sich die in das Symbol $(m, p_1-p_2, \pi_1-\pi_2)$ eingehenden Konstanten um 20 Proz. variieren, ohne daß der Anschluß an die Beobachtung viel schlechter würde. Wegen der Kleinheit von p_1-p_2, $\pi_1-\pi_2$ ist nämlich der Einfluß dieser Konstanten relativ gering, diese Serien entfernen sich alle nur wenig von $A-\frac{N}{m^2}$; besonders bei *Li*, *Na* ist dies der Fall, während bei *K*, *Rb*, *Cs* die Beobachtungen zu ungenau sind, um einige Sicherheit zu gewinnen.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) habe ich gezeigt, daß man Systeme einfachster Art angeben kann, deren Energie rein elektromagnetisch ist, und die die Balmersche Formel, die Seriengesetze, anomalen Zeeman-Effekte usw. ergeben. Die Schwingung

$$\pm\nu = N\left[\frac{1}{4}-\frac{1}{m^2}\right] \tag{6}$$

wird durch das magnetische Feld von $m-2$ aneinandergereihten Elementarmagneten hervorgebracht, die untereinander identisch sind. Ähnliches gilt bei andern Spektren. Höheren Ordnungszahlen entsprechen so gewissermaßen höhere magnetische Polymerisationen, die schließlich instabil werden, so daß die Linien mit wachsendem m sich verbreitern und immer schwächer werden. Auch stürmische Bewegungen, wie sie im elektrischen Funken stattfinden, sind der Stabilität ungünstig, daher die Serien im Funken bei kleineren Ordnungszahlen aufhören als im Bogen.

Das magnetische Feld im Atom kann bei

1) W. Ritz, Magnetische Atomfelder u. Serienspektren, Ann. d. Physik **25**, 660, 1908.

wo sie enge Paare bilden (Abstand $= 5,5$ für fünfstellig geschriebene Wellenzahlen); es sind: $m = 2,5$, 22080, 22053 (Paschen 22081, 22056); $m = 3,5$, $3,421\,\mu$, $3,415\,\mu$ (Moll 3,42).

Endlich ergibt $(4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (5, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ $\lambda = 4,0492\,\mu$ (M. 4,06). Diese Kombination entspricht sowohl bei *Na* wie bei *K, Rb, Cs* der längsten von Moll gemessenen Wellenlänge. Wie immer, fehlen die den niederen Ordnungszahlen 2, 3 entsprechenden Linien, wodurch $m = 4$ als Grundzahl von $(m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$, wie oben schon bemerkt, sich ergibt.

Ebenso wird durch die Beobachtungen von Moll die Existenz einer Linie $m = 2$ der ersten Nebenserie und damit die entsprechende Hauptserie ausgeschlossen. Es ist also $m = 3$ die Grundzahl für (m, d, δ) [die Numerierung meiner oben zitierten Dissertation stimmt für die erste Nebenserie der Alkalien mit der von Kayser und Runge überein].

Die Kombination $(1,5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$ ergibt $\lambda = 3426,9$ und ist nicht beobachtet; dagegen scheint $(2,5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$, $\lambda = 2,913\,\mu$ von Moll (2,90) beobachtet; die Genauigkeit ist zu gering, um eine Entscheidung zu erlauben.

Nicht aufgenommen werden durch diese Formeln Lenards Linien 5100, 4820, 4730, die weder Konen und Hagenbach, noch Saunders gefunden haben; ferner zwei schwache Paare 7369,4, 7377,41, 7410,0, 7418,3, deren Abstand etwas kleiner ist als der normale Abstand 17,2, und von deren Zugehörigkeit zu *Na*, wenigstens für das zweite, Saunders nicht sicher ist; Lehmann führt sie nicht. Endlich hat Moll noch eine sehr schwache Linie $1,57\,\mu$, die sich den Formeln nicht fügt. Die Zugehörigkeit dieser Linien zu *Na*, resp. ihr Zusammenhang mit den übrigen muß zweifelhaft bleiben.

Kalium.

Bei *K* haben sich für die im sichtbaren Teil verlaufenden neuen Serien von *Li*, *Na* bisher keine entsprechenden gefunden. Ramage hat zwar drei schwache, diffuse Linien 4829, 4767, 4638,6, die aber weder von Liveing und Dewar, noch von Saunders gesehen wurden. Dagegen findet sowohl letzterer, wie Ramage, eine schärfere Linie bei 4642,4 [.35 R., .5 S.], die sich in der Form $(1,5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$ darstellen läßt: eine Kombination, die ich sonst nur bei *Rb* und *He* noch finden konnte. Es muß zweifelhaft bleiben, ob es sich hier wirklich um diese Kombination handelt, denn zur Berechnung von $(3, d, \delta)$ ist die Kenntnis der Grundlinie der ersten Nebenserie notwendig; dieselbe ist nur von Bergmann gemessen; man findet $(3, d, \delta) = 13462 \pm 8$ aus der einen Linie des Paares, und 13467 ± 8 aus der andern; die beiden Zahlen sollten identisch sein. Dagegen ist $(1,5, s, \sigma) = 35005,0$ genau bekannt; es findet sich $\nu = 35005 - 13465 = 21540 \pm 8$, $\lambda = 4641,2 \pm 2,0$, während beobachtet ist 4642,4. Ähnliches gilt bei *Rb*, nicht aber bei *Li*, *Na*. Um hier Sicherheit zu gewinnen, müßten wesentlich genauere Messungen vorliegen, wie wir sie bei *He* finden werden.

Die Grenze der Bergmannschen Serie $\nu = (3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2\, \pi_1 - \pi_2)$ ist aus demselben Grund unsicher; diese Gleichung lautet, explizite geschrieben:

$$\nu = 13465 - \frac{N}{[m - 0,00284]^2} \pm 8$$

und ergibt $m = 4$, $\lambda = 15145 \pm 35$; $m = 5$, 11019; $m = 6$, 9598; $m = 7$, 8907; $m = 8$, 8508; während beob. ist 15168 [1]), 11012 ± 10, 9590 ± 10, 8908 ± 10, 8500 ± 10.

Wie bei *Na* findet sich aus $(4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (5, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$, $\lambda = 4,045\,\mu$ (Moll 4,04).

Auch gibt

$(3, p_i, \pi_i) - (4, d, \delta)$, $i = 1,2$, $\lambda = 3,745$ und 3,720 (Moll 3,73)

$(3, p_i, \pi_i) - (3, d, \delta)$, $i = 1,2$, $\lambda = 3,160$ und 3,144 (Moll 3,14)

Moll hat noch 2,24, 2,76 [2]), schwache Linien, deren Einordnung zweifelhaft bleibt.

Rubidium.

Bei *Rb* findet Bergmann für das Paar $n = 3$ der ersten Nebenserie 15410, 14830, wobei jedoch, wie bei der *K*-Linie 15282, die Dispersionsformel des Apparats von $\lambda = 13600$ an extrapoliert ist. Korrigieren wir nach der obigen Messung der *K*-Linie von Paschen durch lineare Interpolation von 13600 aus, so ergibt sich 15265, 14727, wobei nun auch die Differenz der Schwingungszahlen 239 besser mit der konstanten Differenz 237,0 übereinstimmt, während sie nach B. 254 war. Dies ergibt $(3, d, \delta) = 14327$, und da $p_1 - p_2 = -0,01296$, $\pi_1 - \pi_2 = 0$, so gibt die Formel $(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ die Linien der Bergmannschen Serie:

$m = 4$, $\lambda = 13459$ [B. 13442]; $m = 5$, $\lambda = 10082$ [B. 10069]; $m = 6$, 8874 [B. 8872], $m = 7$, 8276 [B. 8271]. Die Differenzen bleiben innerhalb B.s Beobachtungsfehler.

Ferner ist $(4, d, \delta) - (5, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) = 3573$, $\lambda = 2,799$ (Moll 2,80). Weitere Kom-

1) Nach vorläufigen Messungen von F. Paschen. Bergmann gibt 15282, eine Zahl, die er jedoch durch Extrapolation erhält und die um 114 zu groß ist.

2) Dürfte der Doppellinie *Na* $2,20\,\mu$ entsprechen; die Rechnung ergibt 2,715 und 2,702; es ist bei schwachen Linien wie diese wohl ein größerer Fehler in Molls Beobachtungen möglich.

binationen dieser Art fallen außerhalb des beobachteten Bereichs.

Die Kombination $(3, d, \delta) - (1{,}5, s, \sigma)$ ergibt $\lambda = 5164{,}7$, während Ramage eine nicht zu den Serien gehörende und weniger diffuse Linie bei 5165,35 hat, die vielleicht mit Lecoqs Linie 5162 ± ? identisch ist. Er führt außerdem Linien bei 4967, 5037, 6306,8; Lehmann hat 8513,3; über die Beziehung dieser einfachen Linien zum System der Doppellinien habe ich keine Sicherheit erhalten können; ihre Zugehörigkeit zu *Rb* ist nicht ganz sicher, ebenso wie die der Linien 0,93, 1,11 von Moll, deren erste mit einer starken *Cs*-Linie, die zweite mit einer *K*-Linie koinzidiert.

Als längste Welle haben wir wieder $(4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (5, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$, $\lambda = 4{,}018$ (Moll 4,03). Endlich findet sich $(3, p_i, \pi_i) - (3, d, \delta)$, $\lambda = 2{,}255$, 2,295 (Moll 2,28).

Cäsium.

Die Grundlinien der ersten Nebenserie müssen nach den Serienformeln bei $3\,\mu$ liegen und kräftig sein; sie sind von Moll beobachtet: $\lambda = 3{,}00$, $\lambda = 3{,}51$; Differenz der Schwingungszahlen 480, während die normale Differenz 554 ist; dies erklärt sich aus dem Umstand, daß Moll die Hauptlinie, nicht aber den schwächeren Satelliten, welcher die konstante Differenz gibt, beobachtet hat. Die Abstände des Satelliten von der Hauptlinie sind nach Ramage und Saunders Beobachtungen $(n = 7)$ 7,3, (6) 10,9, (5) 22,0, (4) 47,4, letzteres nach Lehmann, der die Hauptlinie bei 9171,9, den Satelliten bei 9211,9 gemessen hat; für $n = 3$ ergibt sich also aus Molls Beobachtung der Abstand $554 - 480 = 74$, der aber sehr unsicher und zu klein ist; denn die Zunahme von (5) zu (4) sollte bedeutend kleiner sein als die von (4) zu (3); der schwächere Satellit verschiebt das bolometrisch beobachtete Intensitätsmaximum nach seiner Seite hin, so daß 3,51 zu groß gemessen ist. Daraus ergibt sich $(3, d, \delta) = 16900 \pm 15$, $(3, d', \delta') < 16825$.

Die Bergmannsche Serie wird aus Doppellinien bestehen:

$$(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2),$$
$$(3, d', \delta') - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2).$$

Wir setzen $(3, d, \delta) = 16906$, $(3, d', \delta') = 16809$, was durchaus innerhalb der Genauigkeitsgrenzen liegt, die bei obiger Festsetzung vorgeschrieben sind. Dann ergeben sich in Å.-E. die Fehler: $m = 4$, $+35$, $+30$ (Bergmann); $m = 5$, $+2{,}8$, $+2{,}5$ (Lehmann); $m = 6$, $+1{,}1$, $+1{,}0$; $m = 7$, $-1{,}6$, $-1{,}5$; $m = 8$, $-1{,}6$, $-1{,}5$; $m = 9$, $-2{,}3$, $-1{,}7$; $m = 10$, $+7{,}0$, $+1{,}6$.

Die Differenzen haben einen systematischen Gang, überschreiten jedoch nur wenig die möglichen Beobachtungsfehler, die bei Bergmann wohl auf 20 bis 30, bei Lehmann auf 4 bis 5, bei Saunders, welcher die übrigen Linien beobachtet hat, auf 1 Å.-E., und bei der letzten, sehr diffusen Linie auf viel mehr geschätzt werden können. Ob unsere Formel nur eine Annäherung darstellt, die, wie die übrigen Serienformeln, mit wachsendem Atomgewicht schlechter wird, muß dahingestellt bleiben.

Bei *Cs* haben wir die Möglichkeit, das Nichtvorhandensein der Linie $m = 3$ der Bergmannschen Serie zu konstatieren. Moll findet für die Linie $1{,}01\,\mu$, die der Ordnungszahl 4 entspricht, die Intensität 90. Die Linie $m = 3$, für die man $\lambda = 2{,}29$ und 2,24 berechnet, sollte intensiver sein. Zwischen $1\,\mu$ und $4{,}5\,\mu$ hat Moll außerhalb der schon bekannten Serienlinien nur 4 ganz schwache Linien (Int. 5 bis 10): 1,75, 2,08, 2,41, 3,97, wovon die zwei letzten anderen Kombinationen angehören. Die Linie $m = 3$ fehlt also sicher, $m = 4$ ist die Fundamentallinie, wie wir schon mehrfach geschlossen haben.

Wie bei *Rb* erhalten wir noch aus $(3, p_i, \pi_i) - (3, d, \delta)$ resp. $-(3, d', \delta')$ die Wellenlängen 1,3591, 1,3748 (Hauptlinien); 1,3930 (Satellit). Die erste fällt zusammen mit einer Linie der ersten Nebenserie (B. 1,3597), die zweite hat B. bei 1,377 beobachtet, der Satellit ist, wegen zu geringer Intensität, nicht beobachtet. Die Kombination $(3, p_i, \pi_i) - (4, d, \delta)$ resp. $(4, d', \delta')$ entspricht einer Linie von sehr großem λ; aber $(3, p_1, \pi_1) - (5, d, \delta)$ ergibt $\lambda = 2{,}425$ (Moll 2,41, schwach); die zwei anderen, schwächeren Linien sind nicht beobachtet.

Es folgt aus $(4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (5, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ $\lambda = 3{,}960$ (Moll 3,97).

Es bleiben zwei sehr schwache Linien, 1,74, 2,08, und eine Linie von Ramage 5209, die Konen und Hagenbach nicht finden konnten, und daher als Verunreinigung betrachten.

$(1{,}5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$ gibt $\lambda = 6900$ angenähert, welches vielleicht wegen ungünstiger Lage nicht beobachtet ist.

Kupfer.

Die Grenzen für die Nebenserie von *Cu* sind nicht sehr genau bestimmbar, weil nur wenig Glieder beobachtet sind; man berechnet 31523,3 und 31771,8, $p_2 - p_1 = 0{,}00740$, wobei $\pi_1 - \pi_2 = 0$ gesetzt ist, was angenähert erlaubt sein dürfte. Die Kombinationen $(2, p_i, \pi_i) - (4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ ergeben bis auf einige Hundertstel Å.-E. das schwache, nach Violett abschattierte Paar 4015,8, 4056,8, genau wie bei *Na*. Höhere Glieder der Serie sind nicht gefunden. Bei *Tl* ist auch ein solches Paar beobachtet; hier kann allerdings $\pi_1 - \pi_2 = 0$ nur eine sehr rohe Annäherung sein, so

daß man das Paar mit einem Fehler von 25 bis 30 Å.-E. erhält.

Die Hauptserie von *Cu* ist ihrem Verlauf nach nicht bekannt, und Beobachtungen im Infrarot liegen nicht vor. Es ist dies daher die einzige Kombination, die wir zu berücksichtigen haben, mit Ausnahme von $(1{,}5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$, welche fehlt.

Helium.

Im Spektrum von *He* fanden Runge und Paschen[1]) nur eine einzige Linie, die außerhalb der Serien blieb, 3809,22, und die sie infolgedessen einer Verunreinigung durch ein unbekanntes Gas zuschrieben. Sie gehört aber zum System der Doppellinien von *He*, und entspricht der Kombination $(1{,}5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$, die sich schreiben läßt

$$[(1{,}5, s, \sigma) - (2, p_i, \pi_i)] + [(2, p_i, \pi_i) - (3, d, \delta)],$$

ihre Wellenzahl ist also gleich der Summe der Wellenzahlen der Grundlinien der Hauptserie und der ersten Nebenserie, wobei in beiden Serien die stärkere, oder in beiden die schwächere Komponente zu nehmen ist. Herr Paschen hat mir das Ergebnis einer genauen Messung der infraroten *He*-Linien freundlichst mitgeteilt; die stärkere Komponente der Grundlinie der Hauptserie ist danach $\lambda = 10830{,}44 \pm 0{,}2$; die Grundlinie der ersten Nebenserie ist 5875,870; die Wellenzahlen im Vakuum 9230,73 und 17014,13, ergeben als Summe 26244,86, während beobachtet ist 26244,78; der Fehler, 0,015 Å.-E., bleibt innerhalb der Fehlergrenzen. Damit ist, wie ich glaube, die Existenz dieser Kombination bei *He* über jeden Zweifel erhoben. Die entprechende Linie 5042,26 für das System einfacher Linien scheint dagegen nicht zu existieren.

Berechnet man auch hier die Linie $(3, d, \delta) - (4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ für das System der Doppellinien von *He*, so ergibt sich $\lambda = 18680$; dabei ist $p_1 - p_2 = -0{,}00003$, und kann ebensogut $= 0$ gesetzt werden. Bei den einfachen Linien, als sehr enge Paare aufgefaßt, wäre ebenfalls $p_1 - p_2$, $\pi_1 - \pi_2$ gleich Null zu setzen; es wird $\lambda = 18687$. Bei $18687{,}5 \pm 0{,}5$ findet Herr Paschen eine Linie, von der sich bis jetzt nicht entscheiden ließ, ob sie doppelt sei; dann müßte 18680 erheblich schwächer sein. Weitere Linien sind vorläufig bei *He* nicht gefunden.

1) C. Runge und F. Paschen, Astroph. Journ. Jan. 1896, S. 15.

Die Erdalkalien.

Bei den Erdalkalien treten bekanntlich neben den Tripletts starke Paare auf mit konstanten Differenzen ν', die ungefähr das Doppelte der größeren Differenz ν_1 betragen. Wie Rydberg vermutete, und Runge und Paschen durch die magnetische Zerlegung der Linien bestätigt haben, gehören dieselben zu Serien, welche den Serien von Paaren der Alkalien durchaus entsprechen. Da nun das erste Glied der Hauptserie auch als erstes Glied der zweiten Nebenserie gelten muß, so kennt man von letzterer je zwei Glieder; in den ultravioletten Funkenspektren von *Ca*, *Sr*, *Ba* findet sich das nächste Glied, so daß die Serie berechnet und die Grenzen, wenn auch nicht sehr genau, angegeben werden können. Eine Kontrolle dafür, daß das ultraviolette Paar (bei *Sr*, *Ba* existiert nur ein einziges) wirklich zur zweiten Nebenserie gehört, liegt in den so berechneten Konstanten der Formel, die sich untereinander und den Konstanten bekannter Serien anschließen, während dies bei wesentlich veränderter Lage des dritten Paares nicht der Fall wäre. Eine direkte Bestätigung im magnetischen Feld oder durch Auffindung der folgenden Paare wäre allerdings erwünscht.

Die zur zweiten Nebenserie gehörenden Paare mit ihren Wellenzahlen im Vakuum sind durch die Tabelle gegeben.

Tabelle.

Ordnungszahlen:	1,5		2,5		3,5		
Mg	$\lambda =$ 2795,63 2802,80	$\nu =$ 35759,8 35668,3	$\lambda =$ 2936,61 2928,74	$\nu =$ 34043,1 34134,6	—	—	$\nu' =$ 91,5
Ca	$\lambda =$ 3933,83 3968,83	$\nu =$ 25413,4 25190,6	$\lambda =$ 3737,08 3706,18	$\nu =$ 26751,5 26974,5	$\lambda =$ 2208,95 [1]) 2198,03 [1])	$\nu =$ 45256,6 45481,5	$\nu' =$ 222,9
Sr	$\lambda =$ 4077,88 4215,66	$\nu =$ 24515,7 23714,5	$\lambda =$ 4305,60 4161,95	$\nu =$ 23219,2 24020,5	$\lambda =$ 2471,75 [2]) 2423,75 [2])	$\nu =$ 40445,2 41246,2	$\nu' =$ 801,3
Ba	$\lambda =$ 4554,21 4934,24	$\nu =$ 21951,7 20261,1	$\lambda =$ 4900,13 4525,19	$\nu =$ 20402,0 22092,4	$\lambda =$ 2771,51 [3]) 2647,41 [3])	$\nu =$ 36071,0 37761,8	$\nu' =$ 1690,5
Ra	$\lambda =$ 3814,58 4682,36	$\nu =$ 26207,9 21350,9	$\lambda =$ 5813,85 4533,33	$\nu =$ 17195,6 22052,8	—	—	$\nu' =$ 4857,1

1) Nach Eder u. Valenta, Beiträge zur Photochemie u. Spektralanalyse: Das Funkenspektrum von *Ca*. Wien 1904. Dieses Paar ist schon von Rydberg bemerkt worden.

2) Nach Exner u. Haschek, Wellenlängentabellen (Funkenspektren). Leipzig 1904.

3) Nach Kayser u. Runge; auch E. u. H. führen die Linien im Funkenspektrum.

Man berechnet bei *Ca*, *Sr*, *Ba* für die Grenzen A und A' und die Konstanten s, σ:

$$
\begin{array}{llll}
Ca & A = 60423{,}1, & A' = 60646{,}0, & \\
 & s = -0{,}90533, & \sigma = +0{,}62397; & \\
Sr & A = 55028{,}7, & A' = 55830{,}0, & \\
 & s = -0{,}85464, & \sigma = +0{,}66488; & \\
Ba & A = 49925{,}8, & A' = 51616{,}3, & \\
 & s = -0{,}76651, & \sigma = +0{,}72693. &
\end{array}
$$

Setzt man wieder in erster Annäherung $\pi_1 - \pi_2 = 0$, so ergibt sich daraus für $p_2 - p_1$:

Ca 0,00247, *Sr* 0,01017, *Ba* 0,02448,

während in den Triplettserien für $p_2 - p_1$ sich findet: *Ca* 0,00279, *Sr* 0,01184, *Ba* ? Sie unterscheiden sich um etwa 15 Proz. von den ersteren, während die konstanten Differenzen etwa doppelt so groß sind. In der exakten Formel, und ohne die Vernachlässigung von $\pi_1 - \pi_2$, dürfte also wohl dieselbe Konstante für beide Differenzen maßgebend sein.

Auch die zwei Satelliten von *Ca*, *Sr* bilden mit der Hauptserie Tripletts, für deren Abstand die Größen $d - d'$, $d' - d''$ maßgebend sind. Man findet, indem man $\delta - \delta' = 0$, $\delta' - \delta'' = 0$ setzt, aus dem ersten Glied $m = 3$ der ersten Nebenserie:

1. daß $d - d'$ bei den Serien von Doppellinien und bei den Tripletts angenähert übereinstimmen. [Null bei *Mg*, 0,0007 bei *Ca*-Tripletts, 0,0006 bei den Dubletts, 0,00335 bei den *Sr*-Tripletts, 0,00339 bei den Dubletts.]

2. Bei *Ca*, *Sr* haben Fowler[1]) und Saunders[2]) Serien engerer Tripletts gefunden mit den konstanten Differenzen 21,2, 13,6 bei *Ca*; 100,3, 59,8 bei *Sr*. Berechnet man aus deren Grenzen die entsprechenden $p_1 - p_2$, so erhält man wieder 0,0007 bei *Ca*, 0,00362 bei *Sr*, Null bei *Mg*. Wieder wird man zum Schluß gedrängt, daß eine und dieselbe Konstante, also eine und dieselbe Ursache, diesen Differenzen zugrunde liegt. Die entsprechenden Differenzen der Schwingungszahlen variieren dagegen sehr stark: der Übergang zu den Konstanten unserer, wenn auch unvollkommenen Formel bringt also entschieden Gewinn.

Bei den Elementen der zweiten Mendelejeffschen Kolonne fehlt die Hauptserie, und zwar sollte das als Grundlinie der zweiten Nebenserie extrapolierte Triplett, welches zugleich Grundlinie der Hauptserie ist, nach meinen Rechnungen[3]) bei *Mg*, *Ca*, *Sr* nicht sehr weit ins Ultraviolett fallen; es müßte große Intensität besitzen, und die Differenzen ν_1, ν_2 in umgekehrter Reihenfolge aufweisen. Bei keinem dieser Elemente existiert aber ein Triplett von solcher Beschaffenheit; man kommt also zum Schluß, daß bei den von mir nach der willkürlichen Festsetzung $(s) < 0{,}5$ gewählten Ordnungszahlen die Grundzahl für das Symbol (m, s, σ) bei diesen Elementen 2,5 ist. Da jedoch bei andern Elementen 1,5 die Grundzahl ist, dürfte es empfehlenswert sein, die Ordnungszahlen in der zweiten Nebenserie der Erdalkalien um eine Einheit zu erniedrigen. Man erzielt dadurch auch den Vorteil, daß $-\sigma/s$, welches bei den Alkalien nur zwischen 0,42 und 0,349 schwankte, auch bei den Erdalkalien angenähert konstant bleibt, nämlich:

Mg 0,340, *Ca* 0,421, *Sr* 0,455, *Zn* 0,326, *Cd* 0,362, *Hg* 0,368 und analog *Tl* 0,377.

Demnach wäre das Triplett 2,5 der zweiten Nebenserie, nach der Numerierung meiner Inaug.-Dissertation, Grundlinie der Hauptserie bei diesen Elementen, und dieselbe würde weiter im Ultrarot und Rot verlaufen.

Göttingen, Juni 1908.

(Eingegangen 6. Juni 1908.)

1) Fowler, Astrophys. Journ. **21**, 81, 1905.
2) Saunders, ibid. S. 195.
3) W. Ritz, Inaug.-Diss., Ann. d. Phys. **12**, 302 ff., 1903.

Die Energiewanderung im permanenten elektromagnetischen Felde gemäß dem Theorem von Poynting.[1])

(Erste Mitteilung.)

Von Karl Uller.

Kapitel 1.

Die mit Energieumsetzungen verbundenen Wirkungen in die Ferne, die wir an veränderlichen Feldern wahrnehmen, sind uns, die wir unvermittelte Fernwirkungen ablehnen, unerklärlich, wenn wir nicht annehmen, daß die elektromagnetische Energie, wie eine Flüssigkeit, den Raum erfüllt und in ihm sich bewegt. Diese Vorstellung zwingt uns indessen, für die Größe der Energiedichte sowohl als auch für die Größe und Richtung des Energieflusses in jedem Feldpunkte je einen eindeutigen Ausdruck aufzustellen. Der für die Energiedichte spricht so sehr für sich selbst, daß man des Glaubens ist, es fehle nur noch seine experimentelle Bestätigung. Anders aber bei dem Ausdrucke für den Energiefluß, dem Theorem von Poynting. Obgleich ebenso hypothetisch als die Energiedichte, bleibt man sich bei seiner Anwendung des Hypothetischen mehr bewußt, weil uns einige wunderliche Konsequenzen aus ihm bekannt sind, bei denen wir uns nicht beruhigen können. Abgesehen von den geschlossenen Energiebewegungen, die es in einem statischen elektromagnetischen Felde fordert, verlangt es von uns folgende Anschauung der Vorgänge im stationären Felde (Gleichstrom): Ein stationärer Energiefluß quillt aus den gal-

1) Hauptstück der Gießener Habilitationsschrift.

vanischen Elementen nach Maßgabe der geschlossenen Strömung im Schließungskreise in das Dielektrikum über, breitet sich in demselben längs der Leitung, wie lang sie auch sei, ohne Verlust aus und tritt in dieselbe überall normal zur Oberfläche ein, unabhängig von der Konfiguration des Schließungsdrahtes, der Lage benachbarter Schließungsdrähte und Metallkörper sowie der Eigenschaft des Dielektrikums.

In welcher Richtung eine Verbesserung oder Berichtigung beider Hypothesen, die durch die Feldgleichungen (von Maxwell) miteinander verbunden sind, zu erwarten ist, kann man nicht sagen. Da scheint es mir nun wünschenswert, zunächst einmal neue Konsequenzen beider Hypothesen aufzusuchen und zuzusehen, welche direkte oder indirekte Schlüsse die Übereinstimmungen oder Abweichungen gegenüber der Erfahrung uns zu ziehen erlauben. Zwei solcher Konsequenzen liegen nun vor in schnell veränderlichen Feldern von solcher Art, daß in ihnen die Feldstärken in periodischer Folge immer wieder dieselben Größen und Richtungen annehmen. Ich will ein solches Feld „permanentes Wechselfeld" nennen, im Gegensatz einerseits zu dem stationären Felde, in dem keine zeitlichen Variationen auftreten, andererseits zum gedämpften Felde, in dem ein periodischer Vorgang abklingt. Zwar ist auch hier nach dem Theorem von Poynting die momentane Energiebewegung eine so turbulente, daß sie sich der Beobachtung entzieht, ja, wenn wir sie beobachten könnten, würden wir daraus wegen der gänzlichen Unübersichtlichkeit keine Erkenntnis ziehen; aber der zeitliche Mittelwert der Strömung durch ein festgehaltenes Flächenelement, genommen über mindestens eine volle Periode hat einen von der Zeit unabhängigen Wert, denn die Definition einer Zeitfunktion mit konstanter Periode $f(t) = f(t+\tau)$ ist identisch mit der Forderung

$$\frac{d}{dt}\,\frac{1}{\tau}\int_{t}^{t+\tau} f(t)\,dt = 0.$$

In jedem Feldpunkte gibt es für das Flächenelement eine bestimmte Lage, in der die hindurchfließende Energie ein Maximum erreicht. Diese Richtung seiner Normale bestimmt einen neuen Vektor, von mir die „mittlere Strahlung" oder kurz „die Strahlung" genannt; er ist maßgebend für den Fortgang oder die Pendelung der Energie in jedem Feldpunkte. Die Energie wandert daher längs im Raume festliegender Bahnen, deren Verlauf vor allem von den Phasen der Feldkomponenten bestimmt wird. Ich kann nun den Gedanken nicht abwehren, daß es sich ermöglichen lassen muß, diese Zugstraßen der Energie experimentell festzustellen, wie wir das bei optischen Schwingungen können, etwa aus der Schattenwirkung eines absorbierenden Objektes, aus Interferenzstreifen, oder der Krümmung der Bahnen in variablen Medien. Die andere Konsequenz geht von dem Gedanken aus, daß nach unserem Theorem die Ausstrahlung eines Oszillators nicht eine ihm eigene Größe sein kann, sondern lediglich durch die Konfiguration des Feldes bestimmt ist, daß also benachbarte Strahler und Leiter die Größe der Ausstrahlung wesentlich mitbestimmen. (Ich werde später an dem einfachen Beispiele zweier Oszillatoren zeigen, daß ihre Strahlung eine periodische Funktion ihres Abstandes ist.) Die Ausstrahlung eines Oszillators ist aber eine physikalisch meßbare Größe. Da die genannten Erscheinungen auf das engste mit dem Ausdruck für den momentanen Energiefluß verknüpft sind, so führen sie zu Prüfungen des genannten Theorems. Sie setzen natürlich voraus, daß die Rechnung die Bahnen ermittelt hat, die bei gegebener Körperverteilung und gegebenen Strahlungsquellen das genannte Theorem fordert. Das ist aber nur möglich, wenn das Feld bekannt ist. (Die Bedingung, daß an Unstetigkeitsflächen der Körperkonstanten die Normalkomponente der Strahlung stetig sein muß, genügt nicht zur Bestimmung der Strahlung in jedem Punkte.) Diese Forderung hat mich aber nicht abgehalten, die Frage zu beantworten zu suchen: Welches sind die allgemeinen Gesetze über den Verlauf der nach dem Theorem von Poynting bestimmten Energiebahnen in einem beliebig gegebenen, permanenten Wechselfelde?

Von vornherein sollte man denken, daß es physikalisch interpretierbare Flächen, wie Flächen gleicher mittlerer Energiedichte oder gleicher Phasen oder Wellenflächen, seien, zu denen die Strahlung normal verlaufe.

Es ist das negative Resultat der folgenden Untersuchung, daß das schon in einem isotropen Medium im allgemeinen nicht der Fall ist.

Als ein positives und praktisches Ergebnis ist die bedeutende Vereinfachung des Rechenwerkes anzusehen. Ist in einem speziellen Probleme das Feld bekannt, so kann unmittelbarer als bisher die Strahlung angegeben werden.

Nehmen wir diejenigen (elektrischen) Meßinstrumente aus, die auf Mittelwerte der Induktion reagieren, so messen die übrigen entweder Wellenlängen aus Interferenzen oder Resonanzen, oder Mittelwerte der zufließenden Energie. In beiden Fällen ist also die Kenntnis der Strahlung von Vorteil und wichtiger als die des Feldes. Es wird sich nun zeigen, daß die Gleichungen, die den Verlauf der Energiebahnen im Raume beschreiben, vielfach einfacher gebaut

sind, als die der Feldkomponenten. Sie geben auch einfachere und anschaulichere Bilder als die elektrischen und magnetischen Kraftlinien. Zwar sind diese in speziell elektromagnetischen Problemen zur Erkennung der Induktionswirkungen nötig, doch, von ganz speziellen Fällen abgesehen, so kompliziert, daß eine graphische Darstellung hoffnungslos erscheint.

Der Frage nach dem Verlauf der Energiebahnen bin ich bereits in meiner Dissertation[1]) näher getreten. Ich komme jetzt in erweiterter Form auf das Thema zurück.

Kapitel II.

Zum Verständnis des Folgenden ist es notwendig, Festsetzungen und Beziehungen voranzuschicken, die in der vorgetragenen Form neu sind.

Haben wir eine einfache periodische Funktion der Zeit $A\cos(\nu t+\varphi)$, wo die positive Größe A die Amplitude, und das Argument des Kosinus die Phase bedeutet, so empfiehlt es sich, sie in zwei Teile zu zerlegen, deren Phasendifferenz $\pi/2$ beträgt, also

$$A\cos\varphi\cos\nu t + A\sin\varphi\cos(\nu t+\pi/2) = E'\cos\nu t + E''\cos(\nu t+\pi/2),$$

wofür wir bequemer schreiben:

Reeller Teil von $E' e^{i\nu t} + iE'' e^{i\nu t} = E e^{i\nu t}$;

es ist dann also $\sqrt{E'^2+E''^2}$ die Amplitude und $(\nu t + \operatorname{arctg} E''/E')$ die Phase der genannten periodischen Funktion. Liegen für jede Zeit gültige Gleichungen mit solchen Funktionen vor, so können sie nur befriedigt werden, indem der Faktor von $\cos\nu t$ und der von $\cos(\nu t+\pi/2)$ jeder für sich verschwindet. Auf die komplexe Darstellung übertragen, besagt dies, daß die Rechnungsregel der Gleichsetzung der reellen bezw. imaginären Größen einer komplexen Gleichung erhalten bleibt.

Ein Vektor $\mathfrak{E}$, dessen Komponenten solche einfache periodische Funktionen der Zeit sind, hat demnach die Form

$$\mathfrak{E}_x = A_x\cos(\nu t+\varphi_x) = E_x e^{i\nu t}$$
$$\mathfrak{E}_y = A_y\cos(\nu t+\varphi_y) = E_y e^{i\nu t}$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

wofür wir zusammenfassend schreiben

$$\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}. \tag{1}$$

Die reellen und von der Zeit freien Funktionen E_x' bis E_z'' bestimmen zwei im Raume feststehende Vektoren E' und E'', die in der zeitlich aggregierten Form $E'+iE''$ den komplexen Vektor E ausmachen.

Wir wollen jetzt die **Bewegung** des Vektors $\mathfrak{E}$ untersuchen und auch durch E' und E'' darstellen. Zunächst in der (xy)-Ebene. Die Projektion von $\mathfrak{E}$ auf diese Ebene mache mit der x-Achse den Winkel ω_z, dann ist, weil $\operatorname{tang}\omega_z = \mathfrak{E}_y/\mathfrak{E}_x$, die Winkelgeschwindigkeit um die z-Achse

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \frac{\mathfrak{E}_x^2}{\mathfrak{E}_x^2+\mathfrak{E}_y^2}\frac{d}{dt}\mathfrak{E}_y/\mathfrak{E}_x, \text{ also}$$

$$(\mathfrak{E}_x^2+\mathfrak{E}_y^2)\frac{d\omega_z}{dt} = \mathfrak{E}_x\frac{d\mathfrak{E}_y}{dt} - \mathfrak{E}_y\frac{d\mathfrak{E}_x}{dt} = \nu A_x A_y\sin(\varphi_x-\varphi_y).$$

Ich habe schon in meiner Dissertation[1]) gezeigt, daß

$$A_x A_y\cos(\varphi_x-\varphi_y) = E_x' E_y' + E_x'' E_y'' \tag{2}$$

ist. Jetzt füge ich hinzu, daß nach derselben Methode

$$A_x A_y\sin(\varphi_x-\varphi_y) = E_x'' E_y' - E_y'' E_x' \tag{3}$$

gefunden wird. Sonach ist

$$(\mathfrak{E}_x^2+\mathfrak{E}_y^2)\frac{d\omega_z}{dt} = \nu(E_x'' E_y' - E_y'' E_x').$$

Analoge Betrachtungen in der (yz)- und (zx)-Ebene führen zu dem Resultat

$$\mathfrak{E}^2\dot{\omega} = \nu[E'', E']. \tag{4}$$

Die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\omega}$ von $\mathfrak{E}$ ist ein Vektor, dessen Richtung, Größe und Rotationssinn durch das Vektorprodukt $[E'', E']$ festgelegt sind. Der Vektor $\mathfrak{E}$ rotiert in einer Ebene, deren Normale ω ist, und zwar von E'' auf dem kürzeren Wege nach E' (in der Zeit einer Viertelperiode); er beschreibt in ihr eine Ellipsenfläche um den Feldpunkt als Mittelpunkt. Eine nähere Betrachtung lehrt, daß E' und E'' in die Richtungen zweier konjugierter Durchmesser derselben fallen. Der Momentanwert von $\mathfrak{E}$ ist

$$\sqrt{E'^2\cos^2\nu t + E''^2\cos^2(\nu t+\pi/2) - (E'', E')\sin 2\nu t}. \tag{5}$$

Die Kenntnis von E' und E'' liefert alle Bestimmungsstücke der Schwingungsellipse. $\mathfrak{E}^2\dot{\omega}$ ist die von $\mathfrak{E}$ in der Zeiteinheit überstrichene Fläche, soll daher die **Sektorengeschwindigkeit von $\mathfrak{E}$** heißen. Aus (4) folgt, daß diese einen von der Zeit unabhängigen Wert hat. Das zweite **Keplersche Gesetz** macht eine gleiche Aussage, jedoch für die aus einem **Brennpunkte** gezogenen Radien.

Die Bewegung artet in eine geradlinige aus, nur dann, wenn $\dot{\omega} = 0$, also $[E'', E'] = 0$ ist, also wenn E'' und E' in eine Gerade fallen oder einer der beiden Vektoren verschwindet. Wir können die Bedingung, daß jede Komponente von $\dot{\omega}$ verschwinden muß, auch schreiben

$$\frac{E_x''}{E_x'} = \frac{E_y''}{E_y'} = \frac{E_z''}{E_z'}. \tag{6}$$

Das sind zwei unabhängige Bedingungen, die aussagen, daß der Phasenunterschied der 3 Komponenten von $\mathfrak{E}$, 0 oder π betragen muß.

Die Bedingungen für Zirkularpolarisation lesen wir am einfachsten an Gl. (5) ab. Es muß

1) K. Uller, Beiträge zur Theorie der elektromagnetischen Strahlung. Dissertation. Rostock 1903. 72 S.

1) Dissertation S. 16.

$$(E'', E') = 0 \qquad (7)$$

sein, d. h. die beiden konjugierten Durchmesser müssen aufeinander senkrecht stehen, und zweitens muß $|E'| = |E''|$ sein, die Größen von E' und E'' selbstverständlich gleich groß sein.

Hat man den zeitlichen Mittelwert zu bilden von dem Produkte zweier Skalare

$$\Phi e^{i\nu t} \text{ und } X e^{i\nu t},$$

so erhält man unter Benutzung von Gl. (2)

$$\frac{1}{2}\left\{\Phi' X' + \Phi'' X''\right\}.[1] \qquad (8)$$

Es ist nur eine Verallgemeinerung, die wir später mit Vorteil verwenden, wenn ich behaupte:

Der Mittelwert des Produktes zweier Skalare von der Form

$$U \cdot e^{i(\varphi+\psi)} \cdot e^{i\nu t} \text{ und } V e^{i(\chi+\psi)} \cdot e^{i\nu t} \qquad (9)$$

ist

$$\frac{e^{-(\varphi''+\chi''+\psi'')}}{2}\Big\{\cos(\varphi'-\chi')\{U'V' + U''V''\} + \sin(\varphi'-\chi')\{U'V'' - U''V'\}\Big\}.$$

Es sei die Energiedichte des $\mathfrak{E}$-Feldes in jedem Feldpunkte proportional $\mathfrak{E}^2 = \mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{E}_y^2 + \mathfrak{E}_z^2$; dann ist der zeitliche Mittelwert der Energiedichte proportional

$$\frac{1}{2}\left\{E'^2 + E''^2\right\}. \qquad (10)$$

Es kommt im folgenden vor, daß E in der Form $\mathfrak{e} \cdot e^{i\Phi}$ gegeben ist, wo Φ eine allen Komponenten von $\mathfrak{e}$ gemeinschaftliche komplexe Ortsfunktion bedeutet. Dann wird

$$E_x'^2 + E_x''^2 = e^{-2\Phi''}\{\mathfrak{e}_x'^2 + \mathfrak{e}_x''^2\}, \qquad (11\text{a})$$

$$E_x' E_y' + E_x'' E_y'' = e^{-2\Phi''}\{\mathfrak{e}_x'\mathfrak{e}_y' + \mathfrak{e}_x''\mathfrak{e}_y''\}, \qquad (\text{b})$$

$$E_x'' E_y' - E_y'' E_x' = e^{-2\Phi''}\{\mathfrak{e}_x''\mathfrak{e}_y' - \mathfrak{e}_y''\mathfrak{e}_x'\}, \qquad (\text{c})$$

also die mittlere Energiedichte

$$\frac{1}{2}\left\{E'^2 + E''^2\right\} = \frac{e^{-2\Phi''}}{2}\left\{\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2\right\}, \qquad (\text{d})$$

das Vektorprodukt

$$[E'', E'] = e^{-2\Phi''}[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}'], \qquad (\text{e})$$

dagegen das Skalarprodukt

$$(E'', E') = e^{-2\Phi''}\Big\{(\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}')\cos 2\Phi' - \frac{1}{2}(\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)\sin 2\Phi'\Big\}. \qquad (\text{f})$$

Es seien noch folgende Umformungen, die später auftreten, angeführt:

$$\text{curl} E = e^{i\Phi}\{\text{curl}\,\mathfrak{e} + i[\mathfrak{e}, \text{grad}\,\Phi]\}, \qquad (\text{g})$$

$$\text{div} E = e^{i\Phi}\{\text{div}\,\mathfrak{e} - i(\mathfrak{e}, \text{grad}\,\Phi)\}, \qquad (\text{h})$$

$$\text{grad}^{2)}\,\text{div} E = e^{i\Phi}\{(\text{grad div}\,\mathfrak{e} + (\mathfrak{e}, \text{grad}\,\Phi)\,\text{grad}\,\Phi) + i(\text{div}\,\mathfrak{e}\,\text{grad}\,\Phi - \text{grad}(\mathfrak{e}, \text{grad}\,\Phi))\}. \qquad (\text{i})$$

1) Dissertation S. 16.

2) Unter grad ist im Gegensatz zur Mathematischen Enzyklopädie das Gefälle gemeint.

Existieren im Raum zwei Felder $\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}$ und $\mathfrak{M} = M e^{i\nu t}$, so ist der zeitliche Mittelwert des Vektorproduktes der Feldstärken nach (8)

$$[\overline{\mathfrak{E}, \mathfrak{M}}] = \frac{1}{2}\left\{[E', M'] + [E'', M'']\right\}. \qquad (\text{k})$$

Hat man

$$E = \mathfrak{e} \cdot e^{i\Phi},$$
$$M = \mathfrak{m} \cdot e^{i\Phi},$$

so wird

$$[\overline{\mathfrak{E}, \mathfrak{M}}] = \frac{e^{-2\Phi''}}{2}\left\{[\mathfrak{e}', \mathfrak{m}'] + [\mathfrak{e}'', \mathfrak{m}'']\right\}. \qquad (\text{l})$$

Kapitel III.

Ich setze zunächst ein ruhendes, isotropes, nicht drehendes und nicht dispergierendes Medium voraus. Seine elektromagnetischen Eigenschaften (Dielektrizitätskonstante ε, Leitfähigkeit λ, Permeabilität μ) sollen zwar von der Zeit unabhängige, im übrigen aber beliebige eindeutige und stetige Funktionen des Raumes sein (Unstetigkeiten sind nur Grenzfälle sehr starker Variationen dieser Größen). In diesem Medium soll ein permanenter elektromagnetischer Zustand herrschen, den wir vorab als einen harmonischen nach Art der Gl. (1) ansetzen. Es bestehen dann für das elektrische Feld $\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}$ und das magnetische Feld $\mathfrak{M} = M e^{i\nu t}$ die Maxwell-Hertzschen Beziehungen

$$\left.\begin{aligned}(\lambda + i\varepsilon\nu)E &= V\text{curl} M,\\ -i\mu\nu M &= V\text{curl} E\end{aligned}\right\} \qquad (\text{I})$$

mit den Folgerungen

$$\left.\begin{aligned}\text{div}(\lambda + i\varepsilon\nu)E &= 0,\\ \text{div}(\mu M) &= 0.\end{aligned}\right\} \qquad (\text{Ia})$$

[Ich halte mich im wesentlichen an der eleganten Systematik und Bezeichnungsweise, die Herr Cohn in seinem bekannten Lehrbuche: „Das elektromagnetische Feld" durchgeführt hat. Den Übergang zu den gebräuchlichen Maßsystemen findet man nach den ebenda S. 280 gegebenen Anweisungen.]

Der Mittelwert der Poyntingschen Strahlung pro Flächeneinheit und Zeiteinheit, nämlich $\mathfrak{S} = V[\mathfrak{E}, \mathfrak{M}]$, wo V wie oben eine universelle Konstante, wird unter Benutzung von Gl. (8)

$$\overline{\mathfrak{S}} = \frac{V}{2}\left\{[E', M'] + [E'', M'']\right\}. \qquad (\text{II})$$

Wo $\overline{\mathfrak{S}} = 0$ gefunden wird, fließt überhaupt keine Energie oder aber sie pendelt dort, wandert also nicht. — In dieser Formel ist vorausgesetzt, daß E und M allen Bedingungen des Feldes (I und Ia) genügen, sie bekommt reicheren Inhalt, wenn wir diese Bedingungen wirklich einführen, — wobei allerdings die Symmetrie hinsichtlich E und M verloren geht. Wir können vermöge der Grundgleichungen M durch E, oder E durch M, oder endlich E und

M durch eine dritte Größe ausdrücken, derart, daß auch den Divergenzbedingungen Genüge geschieht.

Im ersten Falle kommt

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\mu\nu}\left\{[E'' \operatorname{curl} E'] - [E' \operatorname{curl} E'']\right\}, \tag{12}$$

womit zugleich die eine Folgerung $\operatorname{div}(\mu M) = 0$ befriedigt ist. Jetzt haben wir aber noch die elektrische Divergenzbedingung hineinzutragen, nämlich

$$\operatorname{div}(\lambda + i\varepsilon\nu)E = (\lambda + i\varepsilon\nu)\operatorname{div}E - (E, \operatorname{grad}(\lambda + i\varepsilon\nu)) = 0,$$

woraus durch Gleichsetzung des reellen und imaginären folgt:

$$\begin{aligned}(\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2)\operatorname{div}E' &= \lambda\{(E', \operatorname{grad}\lambda) - (E'', \operatorname{grad}\varepsilon\nu)\} + \varepsilon\nu\{(E', \operatorname{grad}\varepsilon\nu) + (E'', \operatorname{grad}\lambda)\};\\ (\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2)\operatorname{div}E'' &= \lambda\{(E'', \operatorname{grad}\lambda) + (E', \operatorname{grad}\varepsilon\nu)\} + \varepsilon\nu\{(E'', \operatorname{grad}\varepsilon\nu) - (E', \operatorname{grad}\lambda)\}.\end{aligned} \tag{13}$$

Durch Ausrechnung kann man sich von der Identität

$$[\mathfrak{A}, \operatorname{curl}\mathfrak{B}] - [\mathfrak{B}, \operatorname{curl}\mathfrak{A}] = \operatorname{curl}[\mathfrak{A}, \mathfrak{B}] + \left\{\mathfrak{B}_x^2 \operatorname{grad}\frac{\mathfrak{A}_x}{\mathfrak{B}_x} + \mathfrak{B}_y^2 \operatorname{grad}\frac{\mathfrak{A}_y}{\mathfrak{B}_y} + \mathfrak{B}_z^2 \operatorname{grad}\frac{\mathfrak{A}_z}{\mathfrak{B}_z}\right\} + \mathfrak{A}\operatorname{div}\mathfrak{B} - \mathfrak{B}\operatorname{div}\mathfrak{A} \tag{14}$$

überzeugen.

Sonach geht Gl. (12) unter Einführung der elektrischen Divergenzbedingung über in

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\mu\nu}\Big\{&\operatorname{curl}[E'', E'] + \Big\{E_x'^2 \operatorname{grad}\frac{E_x''}{E_x'} + E_y'^2 \operatorname{grad}\frac{E_y''}{E_y'} + E_z'^2 \operatorname{grad}\frac{E_z''}{E_z'}\Big\}\\ &+ \frac{1}{2}\left[\operatorname{grad}\log(\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2), [E'', E']\right]\\ &- \frac{1}{1 + \nu^2 T^2}\{E'(E' \operatorname{grad}\nu T) + E''(E'' \operatorname{grad}\nu T)\}\Big\}.\end{aligned}\right| \tag{III}$$

$\nu T = \frac{\varepsilon\nu}{\lambda}$ ist das Verhältnis der dielektrischen Wirksamkeit zur Leitfähigkeit.

Im zweiten Falle, wenn wir die Strahlung vermittels des **magnetischen** Feldes ausdrücken, erhalten wir aus (II) unter Benutzung von Gl. (I)

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2}\Big\{-\lambda\{[M', \operatorname{curl}M'] + [M'', \operatorname{curl}M'']\} + \varepsilon\nu\{[M'', \operatorname{curl}M'] - [M', \operatorname{curl}M'']\}\Big\}. \tag{15}$$

Damit haben wir zugleich die elektrische Divergenzbedingung hineingetragen, aber noch nicht die magnetische

$$\operatorname{div}(\mu M) = \mu\operatorname{div}M - (M, \operatorname{grad}\mu) = 0,$$

aus der folgt

$$\begin{aligned}\mu\operatorname{div}M' &= (M' \operatorname{grad}\mu)\\ \mu\operatorname{div}M'' &= (M'' \operatorname{grad}\mu).\end{aligned} \tag{16}$$

Wir haben diese Bedingungen sowohl in den Faktor von λ als auch in den von $\varepsilon\nu$ einzuführen. Vorher wollen wir aber noch $[M', \operatorname{curl}M']$ umformen. Man kann

$$[\mathfrak{A}, \operatorname{curl}\mathfrak{A}]_x$$

auf die Form

$$-\frac{1}{2}\operatorname{grad}_x \mathfrak{A}^2 - \mathfrak{A}_x \operatorname{div}\mathfrak{A} + \mathfrak{A}_x^2\left(\frac{\partial}{\partial y}\frac{\mathfrak{A}_y}{\mathfrak{A}_x} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{\mathfrak{A}_z}{\mathfrak{A}_x}\right) \tag{17}$$

oder auch auf

$$-\frac{1}{2}\operatorname{grad}_x \mathfrak{A}^2 + \mathfrak{A}_x \operatorname{div}\mathfrak{A} - \frac{\partial}{\partial x}(\mathfrak{A}_x\mathfrak{A}_x) - \frac{\partial}{\partial y}(\mathfrak{A}_x\mathfrak{A}_y) - \frac{\partial}{\partial z}(\mathfrak{A}_x\mathfrak{A}_z) \tag{18}$$

bringen. Beide ließen sich im folgenden physikalisch interpretieren, doch ziehe ich die erste Form vor.

Wir erhalten nun

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2}\Big\{&\lambda\Big\{\frac{1}{2}\operatorname{grad}(M'^2 + M''^2) + \Pi' + \Pi''\\ &+ M'(M' \operatorname{grad}\log\mu) + M''(M'' \operatorname{grad}\log\mu)\Big\}\\ &+ \varepsilon\nu\Big\{\operatorname{curl}[M'' M'] + M_x'^2 \operatorname{grad}\frac{M_x''}{M_x'} + M_y'^2 \operatorname{grad}\frac{M_y''}{M_y'}\\ &+ M_z'^2 \operatorname{grad}\frac{M_z''}{M_z'} + [\operatorname{grad}\log\mu, [M'', M']]\Big\}\Big\}.\end{aligned}\right| \tag{IV}$$

Π' ist ein Vektor mit den Komponenten

$$\begin{aligned}\Pi_x' &= -M_x'^2\left(\frac{\partial}{\partial y}\frac{M_y'}{M_x'} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{M_z'}{M_x'}\right),\\ \Pi_y' &= -M_y'^2\left(\frac{\partial}{\partial z}\frac{M_z'}{M_y'} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{M_x'}{M_y'}\right),\\ \Pi_z' &= -M_z'^2\left(\frac{\partial}{\partial x}\frac{M_x'}{M_z'} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{M_y'}{M_z'}\right).\end{aligned} \tag{19}$$

Für Π'' gilt dasselbe in bezug auf M''. Π hängt, wie man sieht, von der räumlichen Variation der Richtung des Vektors M ab.

Den dritten Fall, E und M dargestellt durch eine dritte Größe, werde ich weiter unten unter Beschränkung auf ein homogenes Medium behandeln.

Diskussion. Die Ausdrücke für die Strahlung (Gl. III und IV) sind gleich gebaut, wenn das Medium nicht leitet, was ja auch nach den Grundgleichungen (I) zu erwarten war. Welcher von beiden im allgemeinen Falle komplizierter

ist, muß dahingestellt bleiben, da wir das Feld nicht kennen.

Für dasselbe Feld müssen selbstverständlich die rechten Seiten von (III) und (IV) gleich sein, ferner muß, wie direkt aus den Grundgleichungen (I) abgeleitet werden kann,

$$\operatorname{div} \mathfrak{S} = -\frac{1}{T}\left\{\frac{\varepsilon E'^2 + \varepsilon E''^2}{2}\right\} \qquad \text{(V)}$$

sein; die Absorption der Strahlung ist also proportional der elektrischen Energiedichte an derselben Stelle.

Es sei nebenbei bemerkt, daß jede Lösung eines Strahlungsproblems allemal eine Lösung eines hydrodynamischen Problems, aber mit ganz anderen Voraussetzungen, ist.

Der Rotationssinn von $\mathfrak{E}$ und der von $\mathfrak{M}$ bedingen sich gegenseitig nach den Grundgleichungen (I), aber im allgemeinen Falle nicht so, daß der eine sich umkehrt, wenn der andere sich umkehrt, und daß seine Schwingungsellipse nach Lage und Form unverändert bleibt.

Ist das elektrische Feld so beschaffen, daß man ohne Verletzung der Grenzbedingungen überall E'' oder E' umkehren kann, wodurch bloß der Rotationssinn des elektrischen Feldes umgekehrt wird, dann zeigt die Strahlung nach Gl. (III) überall in die entgegengesetzte Richtung, wenn die Relaxation des Mediums homogen ist.

Ist das magnetische Feld so beschaffen, daß man ohne Verletzung der Grenzbedingungen überall M'' oder M' umkehren kann, wodurch bloß der Rotationssinn des magnetischen Feldes umgekehrt wird, dann zeigt die Strahlung nach Gl. (IV) überall in die entgegengesetzte Richtung, wenn das Medium keine Leitfähigkeit besitzt.

Nur in diesen beiden sehr speziellen Fällen findet keine Umlagerung der Strahlungslinien, also der Energiebahnen, und keine Änderung der Intensitätsverteilung im Felde statt.

Bei einem geradlinig polarisierten Felde kann man von einem Rotationssinne nicht reden.

Ist

$$\frac{E_x''}{E_x'} = a, \quad \frac{E_y''}{E_y'} = b, \quad \frac{E_z''}{E_z'} = c,$$

wo die $a\,b\,c$ Konstanten sind, möglich, dann bildet das elektrische Feld eine stehende Welle, im strengen Wortsinne. Von der Gl. (III) bleibt nur übrig

$$\mathfrak{S} = -\frac{V^2}{2}\frac{1}{\mu\nu}\frac{1}{1+\nu^2 T^2}\Big\{E'(E' \operatorname{grad} \nu T) + E''(E'' \operatorname{grad} \nu T)\Big\}. \qquad \text{(IIIa)}$$

Nur wenn die Relaxation veränderlich, wandert die Energie, und zwar in der Rotationsebene von $\mathfrak{E}$, sonst pendelt sie an jeder Stelle.

Ist

$$\frac{M_x''}{M_x'} = a, \quad \frac{M_y''}{M_y'} = b, \quad \frac{M_z''}{M_z'} = c,$$

wo die $a\,b\,c$ wieder Konstanten bedeuten, möglich, dann bildet das magnetische Feld eine stehende Welle, im strengen Wortsinne. In Gl. (IV) verschwindet dann der Faktor von $\varepsilon\nu$. Nur wenn das Medium ein Leiter ist, kann die Energie wandern, sonst pendelt sie an jeder Stelle.

Drückt man die Strahlung durch das elektrische Feld aus, so kann sie aus 4 Komponenten zusammengesetzt gedacht werden: Die erste ist bestimmt durch die räumliche Variation der Sektorengeschwindigkeit von $\mathfrak{E}$, dem elektrischen Vektor; die zweite besteht aus 3 Termen, die normal verlaufen zu den Isophasenflächen der elektrischen Feldkomponenten; in der dritten und vierten Komponente treten die elektrischen Eigenschaften des Mediums explizite auf, nicht nur nebeneinander, sondern auch in ihrem Verhältnis; diese Komponenten weisen stets in Richtungen, die in der Rotationsebene von $\mathfrak{E}$ liegen, sie verschwinden, wo die elektrischen Eigenschaften kein Gefälle haben, aber auch dort, wo der Vektor der Rotationsgeschwindigkeit von $\mathfrak{E}$ mit dem Gefälle von $\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2$ bezw. von νT zusammenfällt.

Ist das elektrische Feld geradlinig polarisiert, dann verschwindet nach Gl. (III) stets das erste und das dritte Glied, und im zweiten fallen die Isophasenflächen der Komponenten von $\mathfrak{E}$ zusammen, so daß wir schreiben können

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\mu\nu}\Big\{E'^2 \operatorname{grad} \Phi - \frac{1}{1+\nu^2 T^2}\Big\{E'(E' \operatorname{grad} \nu T) + E''(E'' \operatorname{grad} \nu T)\Big\}\Big\}. \qquad \text{(IIIb)}$$

Ein Medium heiße: zylindrisch geschichtet, in bezug auf gewisse Körpereigenschaften, wenn diese längs paralleler Geraden räumlich nicht variieren. Es sei ein solches in bezug auf die elektromagnetischen Eigenschaften gegeben. Besteht nun in ihm ein elektromagnetischer Zustand, so geht, wenn $\mathfrak{E}$ überall parallel den Geraden schwingt, die Strahlung normal zu den Isophasenflächen von $\mathfrak{E}$. Dies Resultat habe ich für ein homogenes Medium bereits in meiner Dissertation S. 50 abgeleitet. Schwingt hingegen $\mathfrak{E}$ senkrecht zu diesen Geraden, dann tritt noch eine Strahlungskomponente hinzu, die ebenfalls senkrecht zu diesen Geraden weist.

Ein anderer, wichtiger Fall eines geradlinig polarisierten elektrischen Feldes ist das axialsymmetrische Feld, in dem die elektrischen Kraftlinien konzentrische Kreise um die Symmetrieachse bilden. Um die Idee zu fixieren, denken wir uns einen (kreisförmigen) Blondlot-

oszillator, dessen Ebene horizontal liegt, und von solchen Abmessungen, daß seine Schwingungen als quasistationär angesehen werden dürfen. Dann erzeugt er ein solches Feld, wenn wir von seiner allernächsten Umgebung absehen und annehmen, daß die im übrigen ganz beliebigen elektromagnetischen Eigenschaften der Erde und der Atmosphäre (schwache Ionisation) keine Abhängigkeit vom Azimute φ in bezug auf die Vertikale durch den Oszillator zeigen. Wie kompliziert das Feld auch sei, die Strahlung verläuft einfach normal zu den Isophasen des elektrischen Feldes entsprechend dem Ausdrucke

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\mu\nu}E_\varphi'^2 \operatorname{grad}\frac{E_\varphi''}{E_\varphi'}, \qquad \text{(IIIc)}$$

doch ist sie nicht, wie auch nicht im allgemeinen Falle Gl. (III), proportional der mittleren elektrischen Energiedichte.

Empfiehlt es sich, die Strahlung durch das magnetische Feld auszudrücken (Gl. (IV)), so erhält man einen von der Leitfähigkeit λ und einen von der dielektrischen Wirksamkeit $\varepsilon\nu$ abhängigen Teil. Dieser, der unter keinen Umständen verschwinden kann, ist genau so gebaut wie der für die drei ersten Komponenten in Gl. (III). Jener, von λ abhängige, zerfällt in drei Komponenten, von denen die erste normal zu den Flächen konstanter Amplitude von $\mathfrak{M}$ weist (nur bei konstanter Permeabilität sind das die Flächen gleicher Energiedichte von $\mathfrak{M}$), die zweite von der Variation der Neigungswinkel der magnetischen Kraftlinien abhängt, und die dritte, die nur bei variabler Permeabilität μ auftritt, in der Rotationsebene von $\mathfrak{M}$ liegt.

Ist das magnetische Feld geradlinig polarisiert, so vereinfachen sich wieder die Ausdrücke, doch gehe ich nur auf das axialsymmetrische Feld ein, in dem die magnetischen Kraftlinien konzentrische Kreise um die Symmetrieachse bilden. Ein geradliniger Hertzscher Oszillator, der vertikal zur Erde steht, erzeugt ein solches Feld. Da jetzt

$$\Pi' + \Pi'' = \Pi_\varrho = -\frac{M_\varphi'^2 + M_\varphi''^2}{\varrho}$$

wird, wo ϱ den Abstand des Feldpunktes von der Achse bezeichnet, so geht Gl. (IV) über in

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2}\frac{1}{\lambda^2+\varepsilon^2\nu^2}\left\{\frac{\lambda}{2\varrho^2}\operatorname{grad}\varrho^2(M_\varphi'^2+M_\varphi''^2) + \varepsilon\nu M_\varphi'^2 \operatorname{grad}\frac{M_\varphi''}{M_\varphi'}\right\}, \qquad \text{(IVa)}$$

ein Ausdruck, den ich für den speziellen Fall eines homogenen Mediums schon in meiner Dissertation (S. 30) auf anderem Wege gewonnen habe.

Kapitel IV.

Bisher haben wir über die besondere Art des elektromagnetischen Feldes keinerlei Aussage gemacht, insbesondere nicht wellenförmige Ausbreitung ausdrücklich vorausgesetzt. Jetzt wollen wir untersuchen, wie die Energiebahnen sich zu den Wellennormalen verhalten. Wir setzen einen freien Raum voraus, erfüllt mit einem homogenen Medium. In ihm soll sich ein endliches Störungsgebiet befinden, das in permanenter Form unterhalten wird. Von ihm wird eine Welle auslaufen mit scharf begrenzter Front. Jeder Punkt, über den die Welle hinweg gestrichen ist, schwingt dann permanent in einer Ellipse: die Welle ist eine permanente. Das Störungsgebiet selbst schließen wir von der Betrachtung aus, weil in ihm durch das Hervorquellen der Energie nicht die einfache von uns vorausgesetzte Schwingungsform statthat.

Für ein homogenes Medium können wir die Grundgleichungen I und Ia in die Form bringen

$$M = \frac{V}{\nu\mu} i \operatorname{curl} E; \qquad \begin{cases} m^2 E + \Delta E = 0 \\ \operatorname{div} E = 0, \end{cases} \qquad \text{(VIa)}$$

oder auch

$$E = \frac{V}{(\lambda + i\varepsilon\nu)} \operatorname{curl} M; \qquad \begin{cases} m^2 M + \Delta M = 0 \\ \operatorname{div} M = 0, \end{cases} \qquad \text{(VIb)}$$

worin

$$m^2 = \frac{\nu^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{i}{\nu T}\right) \qquad \text{cm}^{-2}. \qquad (20)$$

Da der imaginäre Teil von m^2 negativ, ist m von der Form $m' - im''$. Man findet

$$m' = \frac{\nu}{\omega}\sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}}}{2}} \qquad \text{cm}^{-1};$$
$$m'' = \frac{\nu}{\omega}\sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}}}{2}} \qquad ,, \qquad (21)$$

außerdem seien noch folgende Kombinationen angeführt:

$$m'^2 + m''^2 = \frac{\nu^2}{\omega^2}\sqrt{1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}} \qquad \text{cm}^{-2},$$
$$m'^2 - m''^2 = \frac{\nu^2}{\omega^2} \qquad ,, \qquad (22)$$
$$m' \cdot m'' = \frac{\nu^2}{\omega^2}\frac{1}{2\nu T} \qquad ,,$$

Die Wellenfront schreitet parallel zu sich selbst im Raume fort; eine aus der Schar dieser Flächen sei $N =$ const. Die Flächen $(\nu t - m' N)$ = const sollen die Wellenflächen heißen, normal zu ihnen eilen sämtliche Komponenten von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ fort mit der gemeinschaftlichen Geschwindigkeit $\frac{\nu}{m'}$, die in einem leitenden Medium nach (21) kleiner ist als ω. [Es sei daran

erinnert, daß die Geschwindigkeit, mit der eine einmalig gesetzte und dann sich selbst überlassene Störung sich ausbreitet, durch die Leitfähigkeit des Mediums nicht beeinflußt wird.] Wir machen also den Ansatz

$$E = \mathfrak{e} \cdot e^{-imN}, \quad M = \mathfrak{m} \cdot e^{-imN}. \tag{VII}$$

Die Isophasenflächen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$, die für jede Komponente verschieden sein können und ihre eigene Geschwindigkeit, die Phasengeschwindigkeit, besitzen, fallen nur dann mit den Wellenflächen zusammen, wenn die Phasen konstant oder Funktionen nur von N sind. Es heiße eine elektrische bez. magnetische Welle transversal, wenn E bez. M eine Komponente in Richtung der Wellennormale N nicht besitzt.

Wollen wir die Strahlung durch das elektrische Feld ausdrücken, dann müssen wir uns der Gl. (VIa) bedienen. Wir haben also

$$E = \mathfrak{e} \cdot e^{-imN}$$

und mit Rücksicht auf (11i)

$$M = \frac{V}{\mu\nu} e^{-imN} \{ -\operatorname{curl} \mathfrak{e}'' - [\operatorname{grad} N, m' \mathfrak{e}' + m'' \mathfrak{e}''] + i \operatorname{curl} \mathfrak{e}' - i [\operatorname{grad} N, m' \mathfrak{e}' - m'' \mathfrak{e}''] \},$$

und aus $\operatorname{div} E = 0$ folgt nach (11g)

$$\operatorname{div} \mathfrak{e}' = (-m'' \mathfrak{e}' + m' \mathfrak{e}'', \operatorname{grad} N),$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{e}'' = (-m'' \mathfrak{e}'' - m' \mathfrak{e}', \operatorname{grad} N).$$

Wir bilden nun $\mathfrak{S}$ nach Gl. (II) und bedienen uns dabei der Anweisung (9).

Es kommt

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2\mu\nu} e^{-2m''N} \Big\{ \operatorname{curl} [\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}'] + \Big\{ \mathfrak{e}_x'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{e}_x''}{\mathfrak{e}_x'} + \mathfrak{e}_y'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{e}_y''}{\mathfrak{e}_y'} + \mathfrak{e}_z'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{e}_z''}{\mathfrak{e}_z'} \Big\} - m' (\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2) \operatorname{grad} N + 2m' \{ \mathfrak{e}' (\mathfrak{e}', \operatorname{grad} N) + \mathfrak{e}'' (\mathfrak{e}'', \operatorname{grad} N) \} \Big\}; \tag{VIII}$$

ein mit m'' explizite auftretendes Glied verschwindet wieder.

Man vergleiche diesen Ausdruck mit dem allgemeinen der Gl. (II), in der die beiden letzten Glieder verschwinden, da wir jetzt ein homogenes Medium haben.

Aus unserer viergliederigen Gleichung (VIII) ersehen wir, daß im allgemeinen die Energiebahnen nicht normal zu den Wellenflächen liegen, selbst nicht bei einer rein transversalen elektrischen Welle. Denn bei einer solchen liegt $[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}']$ definitionsgemäß überall in der Wellennormale N, $\operatorname{curl} [\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}']$ also überall in der Wellenfläche; dagegen verschwindet das vierte Glied.

Wir haben daher den Satz:

Bei einer transversalen elektrischen Welle in einem homogenen, unbegrenzten Medium geht die Strahlung nur dann überall in Richtung der Wellennormale, wenn überall der Wirbel der Sektorengeschwindigkeit der elektrischen Feldstärke verschwindet und die Isophasenflächen aller Komponenten mit den Wellenflächen zusammenfallen.

Eine solche transversale Welle, die zudem geradlinig polarisiert ist, haben wir in jedem axialsymmetrischen Felde mit ($E = E_\varphi$). In ihm nimmt (VIII) die einfache Gestalt an

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2\mu\nu} e^{-2m''N} \Big\{ \mathfrak{e}_\varphi'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{e}_\varphi''}{\mathfrak{e}_\varphi'} - m' (\mathfrak{e}_\varphi'^2 + \mathfrak{e}_\varphi''^2) \operatorname{grad} N \Big\}. \tag{VIIIa}$$

Empfiehlt es sich, die Strahlung durch die magnetische Feldstärke auszudrücken, dann müssen wir von den Gl. (VIb) in Verbindung mit (VII) und (11) ausgehen.

Wir haben also

$$M = \mathfrak{m} \cdot e^{-imN},$$
$$E = \frac{V}{\lambda + i\varepsilon\nu} e^{-imN} \{ \operatorname{curl} \mathfrak{m} - im [\mathfrak{m}, \operatorname{grad} N] \},$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{m}' = (m' \mathfrak{m}'' - m'' \mathfrak{m}', \operatorname{grad} N),$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{m}'' = (-m'' \mathfrak{m}'' - m' \mathfrak{m}', \operatorname{grad} N).$$

Bilden wir nun $\mathfrak{S}$ nach Gl. (II) und bedienen wir uns dabei der Anleitung (9), so kommt

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2} \frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2} \Big\{ \lambda \Big\{ \frac{1}{2} \operatorname{grad} (\mathfrak{m}'^2 + \mathfrak{m}''^2) + \pi' + \pi'' - m'' (\mathfrak{m}'^2 + \mathfrak{m}''^2) \operatorname{grad} N) - 2m' \Big[\operatorname{grad} N [\mathfrak{m}'', \mathfrak{m}'] \Big] \Big\} + \varepsilon\nu \Big\{ \operatorname{curl} [\mathfrak{m}'', \mathfrak{m}'] + \Big\{ \mathfrak{m}_x'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{m}_x''}{\mathfrak{m}_x'} + \cdots \Big\} - m' (\mathfrak{m}'^2 + \mathfrak{m}''^2) \operatorname{grad} N + 2m' \{ \mathfrak{m}' (\mathfrak{m}', \operatorname{grad} N) + \mathfrak{m}'' (\mathfrak{m}'', \operatorname{grad} N) \} \Big\} \Big\}. \tag{IX}$$

Man vergleiche diesen Ausdruck mit dem allgemeineren (IV), in dem $\operatorname{grad} \log \mu = 0$ zu setzen ist, da wir jetzt ein homogenes Medium haben.

Die Leitfähigkeit tritt wieder, im Gegensatz zu (VIII), explizite auf. Auch hier geht, selbst bei einer rein transversalen magnetischen Welle, die Strahlung im allgemeinen nicht in Richtung der Wellennormale. Eine transversale Welle, die zudem geradlinig polarisiert ist, haben wir in jedem axialsymmetrischen Felde mit ($M = M_\varphi$). Für ein solches vereinfacht sich (IX) zu

$$\mathfrak{S} = \frac{V^2}{2} \frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2\nu^2} \Big\{ \lambda \Big\{ \frac{1}{2\varrho^2} \operatorname{grad} \varrho^2 (\mathfrak{m}_\varphi'^2 + \mathfrak{m}_\varphi''^2) - m'' (\mathfrak{m}_\varphi'^2 + \mathfrak{m}_\varphi''^2) \cdot \operatorname{grad} N \Big\} + \varepsilon\nu \Big\{ \mathfrak{m}_\varphi'^2 \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{m}_\varphi''}{\mathfrak{m}_\varphi'} - m' (\mathfrak{m}_\varphi'^2 + \mathfrak{m}_\varphi''^2) \operatorname{grad} N \Big\} \Big\}. \tag{IXa}$$

In einer Reihe weiterer Abhandlungen gedenke ich zunächst auf spezielle Fälle dieser allgemeinen Betrachtungen einzugehen.

Gießen, 29. Februar 1908.

(Eingegangen 20. Juni 1908.)

Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Macků: „Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung".[1])

Von Max Wien.

Herr Macků gibt in dem oben genannten Artikel eine interessante direkte Ableitung des Stromeffekts im Resonanzkreis für beliebig enge Koppelung und verwendet sein Resultat zur Berechnung der Rückwirkung des Meßkreises bei der Bjerknesschen Methode.

Aus seinen Ausführungen geht nicht deutlich hervor, daß sein Ergebnis bezüglich der Rückwirkung im wesentlichen mit dem meinigen[2]) übereinstimmt und sich davon nur infolge einer etwas abweichenden Problemstellung[3]) und der Art der eingeführten Vernachlässigungen unterscheidet.

Herr Macků erhält unter gewissen Einschränkungen und Vernachlässigungen, daß man bei der Bjerknesschen Methode infolge der Rückwirkung des Meßkreises bei beliebiger Koppelung (k)

$$(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})\sqrt{1+\frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}}$$

statt $\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02}$ mißt.

Bei meiner Ableitung hatte ich die Fälle großer und kleiner Differenz der Dekremente $(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})$ gesondert berechnet. Für großes $(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})$ erhielt ich für den Stromeffekt im Meßkreis:

$$\mathfrak{J}_{eff}^2=\frac{C}{\{1+A\,\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}\}\{4\pi^2x^2(1+B)+(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2\}}$$

worin die durch die Koppelung hervorgerufenen Korrektionen A und B die Werte haben:

$$A=\frac{\pi^2k^2(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}{4\pi^2x^2+(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}$$

$$B=\frac{4\pi^2k^2}{4\pi^2x^2+(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}.$$

Vernachlässigt man das Produkt der Korrektionen $A.B\,\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}$ gegen 1, so sieht man leicht, daß sich der obige Ausdruck auf:

$$\mathfrak{J}_{eff}^2=\frac{C}{4\pi^2x^2+(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}\right)}$$

reduziert, und sich das Resultat mithin mit dem von Herrn Macků deckt.

Für den Fall kleiner Differenz der Dekremente und zwar, wie ausdrücklich erwähnt, unter der Voraussetzung, daß die Glieder mit $(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2$ zu vernachlässigen seien, ergab sich aus meiner Theorie, daß man bei der Messung nach der Bjerknesschen Methode

$$\sqrt{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2+4\pi^2k^2}$$

statt $\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02}$ erhält. Dieser Ausdruck ist $=$

$$(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}\left\{1-\left(\frac{\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}}{\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02}}\right)^2\right\}},$$

entspricht also ebenfalls bis auf das, der Voraussetzung nach zu vernachlässigende Glied mit $(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2$ dem Resultat des Herrn Macků.

Die Übereinstimmung der gemessenen und der nach Herrn Macků und meiner Formel berechneten Werte der Versuchsreihe Tabelle 9 war daher durchaus nicht „nur zufällig", sondern die Differenz der Dekremente war bei diesem Versuch, der als Beispiel für die Formel

$$\sqrt{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2+4\pi^2k^2}$$

dienen sollte, absichtlich klein gewählt worden entsprechend der obigen Voraussetzung, unter der die Formel abgeleitet war.

Danzig-Langfuhr, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, 3. Juli 1908.

(Eingegangen 6. Juli 1908.)

1) B. Macků, diese Zeitschr. **9**, 437, 1908.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.
3) Herr Macků berechnet den Stromeffekt nicht im Resonanzkreis selbst, sondern in einem mit diesem sehr lose magnetisch gekoppelten Thermoelement-Kreis von großem Widerstand.

Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern.

Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von H. Greinacher.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Vor kurzem sind von H. Greinacher in dieser Zeitschrift[1]) einige Versuche mitgeteilt worden, die für die Strahlung körperlich verteilter radioaktiver Materie äußerst charakteristisch sind. H. Greinacher hatte auf photographische Platten Stücke metallischen Urans oder uranhaltiger Materie von prismatischer Form gelegt. Nach genügend langer Exposition zeigte das photographische Bild eine ungleichmäßige Verteilung der Strahlung, die gut aus der hier wieder abgedruckten Figur 1 zu erkennen ist und folgendermaßen beschrieben wird. „Neben einer kräftigen Schwärzung unter der trapezförmigen Grundfläche sieht man deutlich die Wirkung der von den Seiten aus-

1) H. Greinacher, diese Zeitschr. **9**, 385, 1908.



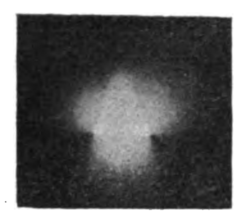


Fig. 1.

gehenden Strahlen. Dabei tritt das eigentümliche Verhalten der Ecken sehr charakteristisch hervor. An jeder Ecke ist eine nicht geschwärzte (in der Figur dunkle) Partie, welche ziemlich durch die direkte Verlängerung der Seiten begrenzt ist. Immerhin ist deutlich zu erkennen, daß bei den spitzeren Ecken der Kontrast größer ist als bei den stumpferen. Je größer der Winkel an der Grundfläche ist, um so mehr Strahlen gehen auch aus der Ecke, bis der Effekt bei einem Winkel von 180^0 schließlich ganz verschwinden muß. Bei genauerem Zusehen wird man etwa noch bemerken können, daß die strahlenfreie Partie nicht spitz an den betreffenden Ecken anhebt."

H. Greinacher erklärt, diesen „Flächeneffekt" durch die Annahme von Sekundärstrahlen. Dabei muß er freilich die Vorstellung zu Hilfe nehmen, daß „alle von einem γ-Strahl erzeugten Sekundärstrahlen hauptsächlich in dessen eigener Richtung (ev. auch in entgegengesetzter) gehen".

Im Gegensatz hierzu glaube ich den beobachteten Effekt lediglich unter der Voraussetzung erklären zu können, daß die aus einer Fläche austretende β-Strahlung dem Lambertschen Kosinusgesetz folgt, daß also (vgl. Fig. 2)

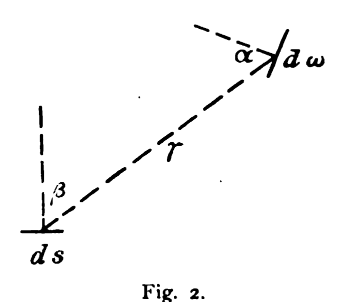


Fig. 2.

das auf ein Flächenelement $d\omega$ auffallende Strahlenquantum (d. h. die in der Richtung β hinweggehende Lichtmenge):

$$L = \frac{i \cdot ds \cdot d\omega \cos\alpha \cos\beta}{\pi r^2} = \frac{i \cdot ds \cdot d\Omega \cos\beta}{\pi} \qquad (1)$$

ist. Hier bedeutet i die Strahlungsintensität, d. h. die gesamte Strahlenmenge, die von der (isoliert gedachten) Flächeneinheit nach allen Richtungen einer Seite hin pro Zeiteinheit ausgesandt wird, und $d\Omega$ die „Kegelecke des Strahlenbündels", d. h. das Flächenelement auf der Kugelfläche von Radius 1. Die Bedeutung der übrigen Bezeichnungen ist aus Fig. 2 zu erkennen.[1])

Bei der Ableitung des Lambertschen Gesetzes wird die Voraussetzung gemacht, „daß die durch ein Oberflächenelement ds eines Körpers heraustretende Strahlung von einem System von strahlenden Punkten ausgeht, die das Innere des Körpers erfüllen und deren Strahlung dort noch Absorption erleidet, ehe sie bis an die Oberfläche gedrungen ist".[2]) Nun, das sind Voraussetzungen, die bei einer β-strahlenden Materie ganz sicher erfüllt sind. Höchstens bedarf es einer Erörterung, ob eine andere bei allen optischen Problemen stets stillschweigend gemachte Voraussetzung auch bei β-Strahlen gelten kann, daß nämlich eine geradlinige Fortpflanzung der Strahlung stattfindet. Bei β-Strahlen ist das ganz sicher nicht der Fall; vielmehr werden die Elektronen von den materiellen Atomen aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt werden und in Zickzacklinien durch die Materie hindurchfliegen. Nun haben wir an irgendeiner Stelle Strahlen von allen möglichen Richtungen. „Es wird also ein Verlust, den die in einer bestimmten Richtung fortschreitenden Strahlen durch Streuung erleiden, ganz oder wenigstens zum größten Teil aufgehoben werden durch den Zuwachs von Strahlen, die durch Streuung aus einer beliebigen in die bestimmte Richtung abgelenkt sind."[3]) Aber schließlich muß der Vorgang der diffusen Reflexion bei Lichtstrahlen — nur dann gilt ja das Lambertsche Gesetz — auf dieselbe Weise erklärt werden. Es liegt deshalb nahe, für beide Vorgänge dasselbe Gesetz anzunehmen.[4])

Übrigens kennen wir bereits einige Versuche, die darauf hindeuten, daß das Lambertsche Gesetz wirklich für β-Strahlen gilt. So fand McClelland, daß die Intensität der aus einer Platte austretenden Strahlung sich ungefähr wie der cos des Winkels ändert, den die Strahlen-

1) Ich wähle hier dieselben Bezeichnungen wie Helmholtz-Richarz, Vorlesungen über Theorie der Wärme, Leipzig 1903, S. 147—152, wo eine ausführliche und sehr klare Ableitung des Lambertschen Gesetzes gegeben wird.

2) Helmholtz-Richarz, l. c. S. 149.

3) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4), **23**, 679, 1907. — In dieser Arbeit wird auf den Vorgang der Streuung der β-Strahlen näher eingegangen.

4) Es soll hier nicht näher darauf eingegangen werden, ob das Lambertsche Gesetz im Gebiete der Optik überhaupt strenge Gültigkeit hat. Nach den Versuchen verschiedener Autoren scheint die von einer Fläche hinweggehende Strahlung mit zunehmendem Winkel etwas schneller als nach einer Kosinusformel abzunehmen. Ist das der Fall, so gelten die in der vorliegenden Arbeit gegebenen Schlüsse a fortiori. — Bei Thaler (Ann. d. Phys. (4), **11**, 996, 1903) ist eine gute Literaturübersicht über das bis 1902 vorliegende Material gegeben.

richtung mit der Plattennormalen bildet. Mc Clelland[1]) benutzte eine Versuchsanordnung, wie sie in Fig. 3 skizziert ist. Es fielen also

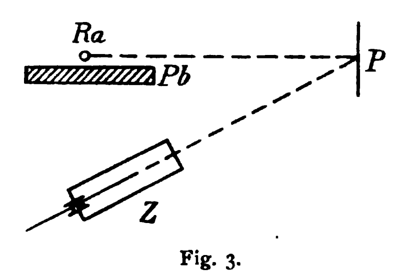


Fig. 3.

β-Strahlen auf eine materielle Platte P und wurden an dieser diffus reflektiert. (Das ist natürlich prinzipiell dasselbe, als ob die Platte ein Selbststrahler wäre.) Die Intensität der in einer bestimmten Richtung weggehenden Strahlung wurde mit Hilfe des Zerstreuungsgefäßes Z gemessen. Vom selben Verfasser[2]) ist auch die von der Rückseite einer Platte ausgehende Strahlung in ihrer Abhängigkeit von der Richtung untersucht worden. Dabei fiel ein annähernd paralleles β-Strahlenbündel auf eine Platte P auf (vgl. Fig. 4). Hier wurde gefunden,

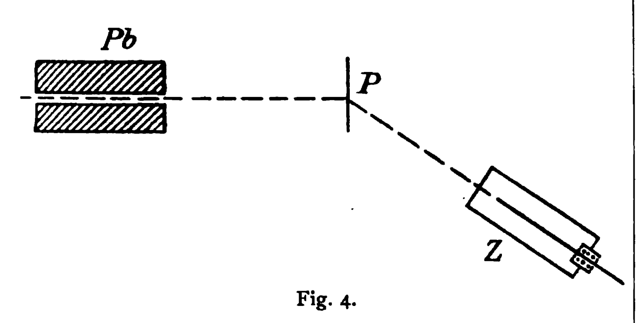


Fig. 4.

daß die auf der Rückseite austretende Strahlung mit zunehmendem Winkel zur Plattennormale sogar noch schneller abnimmt als nach dem Kosinusgesetz.[3, 4])

Die Intensitätsverteilung nach dem Lambertschen Gesetz ist in Fig. 5 durch Polarkoordinaten dargestellt: zu jedem Winkel β ist

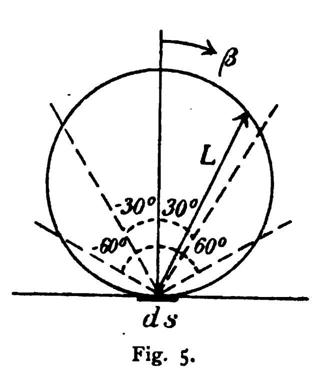


Fig. 5.

als Radiusvektor das Strahlenquantum L der Gleichung (1) in relativem Maße eingetragen. Da nun die auf der photographischen Platte verursachte Schwärzung proportional ist der an einer bestimmten Stelle auftreffenden Strahlenmenge L, so stellt Fig. 5 gleichzeitig den Grad der Schwärzung in Abhängigkeit von Winkel β dar, wenn die Ebene der Figur mit der photographischen Platte identisch ist und das Flächenelement ds senkrecht dazu steht. Haben wir eine endliche Fläche, so werden sich an einer bestimmten Stelle des Raumes die von jedem einzelnen Element ausgehenden Strahlungsintensitäten überlagern. Es ist dann ohne weiteres ersichtlich, daß an einer Kante, wo zwei Ebenen zusammenstoßen, eine geringere Strahlungsintensität vorhanden sein muß als mitten über einer Ebene. Der Effekt wird um so ausgeprägter sein, je spitzer der Winkel ist, unter dem sich die Ebenen schneiden.

Auf einige Versuche von H. Greinacher lohnt es sich noch besonders einzugehen. Greinacher stellte sich die uranhaltige Materie aus einem Uranoxyd-Gipsbrei her und fand, daß selbst ein ziemlich bedeutender Zusatz von Mennige die Strahlungsintensität kaum herunterdrückte. Auch das läßt sich mit den bis jetzt vorliegenden Resultaten über den Durchgang von β-Strahlen durch Materie in Einklang bringen. Es ist von verschiedenen Seiten festgestellt worden, daß die Intensität der Uranstrahlen beim Durchgang durch nicht zu dünne materielle Platten nach einem Exponentialgesetz abnimmt. Bezeichnet man nun mit J die in

1) J. A. Mc Clelland, Dublin Trans. (2), **9**, 9, 1906.

2) J. A. McClelland, Dublin Trans. (2), **9**, 46, 1906.

3) Diese schnellere Abnahme kann daher rühren, daß durch die verhältnismäßig recht dünnen Platten (0,08 bezw. 0,15 mm *Zn*) eine völlige Zerstreuung nicht stattgefunden hatte, sondern daß die Teilchen sich noch vorzugsweise in der ursprünglichen Richtung bewegten.

4) In einer eben erschienenen Arbeit (Proc. Roy. Soc. A. **80**, 501, 1908) befaßt sich McClelland ausführlicher mit der Streuung der auf eine Metallfläche fallenden β-Strahlen. Er findet bei senkrechter Inzidenz das Kosinusgesetz beinahe exakt (almost exactly) bestätigt. Bei schräger Inzidenz liegt das Maximum des Effektes in der Einfallsebene auf der anderen Seite vom Einfallslot, als der einfallende Strahl. Eine ganz ähnliche Unsymmetrie der Strahlenverteilung findet Thaler (l. c.) bei seinen optischen Versuchen an matten Glas- und Gipsflächen. Diese Analogie in den elektrischen und optischen Erscheinungen spricht dafür, daß der maßgebende Vorgang ähnlicher Natur ist. In beiden Fällen findet eben eine „Volumreflexion" (diffuse Reflexion, Streuung) und eine Absorption statt. Beim optischen Problem kann sich über die „Volumreflexion" eine Oberflächenreflexion überlagern. Ob das bei dem elektrischen Problem auch der Fall ist, erscheint recht fraglich. Die Unsymmetrie in der Strahlungsverteilung bei den Mc Clellandschen Versuchen rührt deshalb sicher nicht daher, daß die „Sekundärstrahlung" — so nennt Mc Clelland die zerstreute Strahlung — aus zwei Teilen zusammengesetzt ist, der „reflektierten Strahlung" und der „wahren Sekundärstrahlung". — Man wird jedoch über diesen Punkt erst näheres aussagen können, wenn man die für die Streuung der β-Strahlen durch Materie gültigen Gesetze genauer kennt.

der Volumeinheit pro Sek. ausgesandten β-Strahlen und nimmt der Einfachheit halber an, daß sich die Strahlen bloß in einer Richtung (nach oben oder unten) bewegen, so würde von einer Schicht von der Dicke dx und dem Querschnitt 1 die Menge $J/2 \cdot dx$ nach oben ausgesandt werden und die Menge $J/2 dx \cdot e^{-\mu x}$ aus der Oberfläche austreten. Hier bedeutet $1/\mu$ die Durchdringungsfähigkeit der benutzten Strahlenart für die untersuchte Materie. Haben wir eine Platte von der Dicke d, so wird die gesamte an die Oberfläche kommende Strahlung:

$$i = \int_0^d \frac{J}{2} dx e^{-\mu x} = \frac{J}{2\mu}\left(1 - e^{-\mu d}\right). \quad (2)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß der Grenzwert $J/2\mu$ um so schneller erreicht wird, je schneller $e^{-\mu d}$ verschwindet, je größer also μ ist. — Bei gleicher spezifischer Strahlungsintensität J verschiedenartigen Materials wird i um so größer werden, je kleiner μ ist, je weniger also die betreffende Materie absorbiert. — Wir wollen uns das am besten an einem Beispiel klar machen. Nehmen wir z. B. eine Platte metallischen Urans. Die Durchdringungsfähigkeit $1/\mu$ können wir aus einer vom Verf. aufgestellten Tabelle interpolieren.[1]) Aus dieser Tabelle ist nämlich ersichtlich, daß der Quotient μ/D (reziproke Durchdringungsfähigkeit durch Dichte) i. a. mit wachsendem Atomgewicht zunimmt. Nun schwanken diese Quotienten für die vier untersuchten Metalle von hohem Atomgewicht (*Pt, Au, Pb, Bi*) zwischen 9,1 und 9,5. Wir können also, ohne einen großen Fehler zu begehen, für metallisches Uran diesen Wert gleich 9,5 setzen.[2]) Die Dichte D vom Uran ist gleich 18,5; also

$$\mu = 9{,}5 \cdot 18{,}5 = 180 \text{ cm}^{-1}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gl. (2) ein, so erkennen wir, daß sich die austretende Strahlung i dem möglichen Maximalwert $J/2\mu = J/360$ auf 1 Proz. nähert, wenn $e^{-\mu d} = 0{,}01$ wird, d. h. $\mu \cdot d = 4{,}6$ und $d =$ ca. 0,025 cm. Es sind also schon verhältnismäßig recht dünne Platten metallischen Urans imstande, die mögliche maximale Strahlungsintensität auszusenden.

Jetzt wollen wir uns die Hälfte des Uranvolumens durch metallisches Aluminium ersetzt denken. Für *Al* folgt aus der erwähnten Tabelle

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. l. c. S. 694.

2) Verfasser ist augenblicklich mit der Fortsetzung dieser Versuche beschäftigt. Es scheint sich die damals ausgesprochene Vermutung tatsächlich zu bestätigen, daß für den Durchgang einer bestimmten β-Strahlenart durch Materie 2 universelle Konstanten existieren. Kennt man diese für eine einzige Substanz, so kann man mit Hilfe von Atomgewicht und Dichte die für den Durchgang von β-Strahlen maßgebenden Konstanten berechnen. Wenigstens sind die gefundenen Abweichungen nicht größer, als daß sie sich nicht aus der Versuchsanordnung und den bei der Ableitung der Gleichungen gemachten Vernachlässigungen erklären lassen.

$$\mu = 15 \text{ cm}^{-1}.$$

Für die Mischung *U-Al* wird also angenähert für μ das Mittel aus den Werten von μ für *U* und *Al* allein zu nehmen sein, während die spez. Strahlung nur halb so groß wie die vom Uran ist. Es wird also:

$$\mu = 97{,}5 \text{ cm}^{-1}.$$

Jetzt wird erst durch eine Platte von ca. 0,052 cm der mögliche maximale Grenzwert

$$\frac{J}{2 \cdot 2 \cdot \mu} = \frac{J}{390}$$

bis auf 1 Proz. genau erreicht werden. Dieser Grenzwert ist aber trotz der um die Hälfte verminderten spezifischen Strahlungsintensität der Mischung *U-Al* nur um ca. 10 Proz. kleiner als der vom reinen Uran.

Wir erkennen aus diesem Beispiel, daß durch Zusatz inaktiver Materie die aus der Oberfläche austretende, also die meßbare Strahlung, unter Umständen nur sehr wenig beeinflußt wird.

In Wirklichkeit werden nun die Verhältnisse nicht so günstig liegen. Die Gl. (2) ist nämlich ohne Berücksichtigung der in jedem Volumelement reflektierten Strahlung abgeleitet. Zieht man diese in Rechnung, so bekommt man mit Hilfe einiger früher vom Verf. aufgestellten Gleichungen[1]) statt der Gl. (2) den Ausdruck:

$$i = \frac{J}{2\mu(1-p)} \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}}{1 + p e^{-\mu d}}, \quad (3)$$

wo dieselben Bezeichnungen wie früher gelten und p den Teil der einfallenden Strahlungsintensität bedeutet, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird.

Der maßgebende Unterschied der Gl. (3) gegen Gl. (2) besteht im Hinzukommen des Faktors $(1-p)$ im Nenner von Gl. (3). Für Substanzen von geringem Atomgewicht ist p stets kleiner als für Substanzen von hohem Atomgewicht. p wird bei Uran gleich ca. 0,70 werden. Für *Al* ist $p = 0{,}27$. Für die Mischung *U-Al* würde also $p =$ ca. 0,5 zu setzen sein. Die an die Oberfläche kommenden Strahlungen werden sich also für met. Uran und die Mischung *U-Al* ungef. wie $\frac{J}{108} : \frac{J}{195}$ verhalten.

Entschieden können wir das aus Gl. (3) erkennen, daß die meßbare Strahlung weniger stark abnehmen muß, als dem Prozentgehalt der beigemengten inaktiven Materie entspricht, wenn bei der Mischung das Produkt $\mu(1-p)$ kleiner ist, als bei dem ursprünglichen Material. Dieses Produkt wird auf jeden Fall kleiner werden, wenn μ kleiner und gleichzeitig p größer wird. Solche Fälle liegen recht wohl im Bereich der Möglichkeit. Zum Beispiel ist nicht ausgeschlossen, daß eine geeignete Mischung Uranoxyd-Gips ein größeres μ, aber

1) l. c. Gl. (21), (22), (27), (28).

ein kleineres p hat, als Mennige. Ein Zusatz von Mennige zu einer Uranoxyd-Gipsmischung müßte dann, wie Herr Greinacher gefunden, die Strahlung weniger herabsetzen, als es dem Prozentgehalte der inaktiven Materie entspricht.

Auf diesen Punkt ist deshalb ausführlich eingegangen, um zu zeigen, daß es bei allen Versuchen mit β-Strahlen auf 2 Faktoren ankommt: auf die durchgehende und die reflektierte Strahlung. Kann man es einrichten, daß die Durchlässigkeit und das Reflexionsvermögen ansteigt, so werden bei gleichbleibender spezifischer Strahlungsintensität mehr Strahlen als vorher aus der Oberfläche austreten. Die reflektierte Strahlenmenge ist aber ein Maß für die Größe der Streuung, die die β-Strahlen durch Materie erfahren. Nun wird in der Literatur sehr oft die „zerstreute Strahlung" als Sekundärstrahlung bezeichnet. Berücksichtigt man das, so kommt es schließlich auf dasselbe hinaus, ob man mit H. Greinacher sagt: ein Zusatz von Mennige läßt eine starke Emission von Sekundärstrahlen erwarten oder mit dem Verf.: ein solcher Zusatz erhöht das Reflexionsvermögen der Mischung Uranoxyd-Gips.

Bei anderen Versuchen von H. Greinacher haben wir freilich wirkliche Sekundärstrahlung vor uns. Z. B. wird in der Mitte eines ausgehöhlten Bleiwürfels von 1,6 cm Kantenlänge ein Radiumpräparat befestigt und der Würfel auf eine photographische Platte gelegt. Das erhaltene Bild ist in Fig. 6 wiedergegeben.

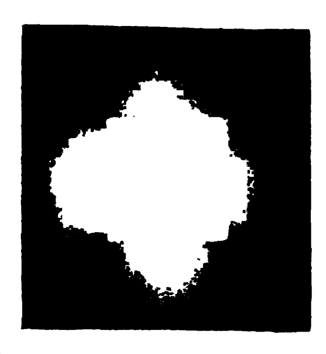


Fig. 6.

Diese Aufnahme zeigt dieselbe Eigentümlichkeit, wie die vorher mit uranhaltiger Substanz hergestellte Aufnahme. Die Erklärung ist sehr einfach: von den γ-Strahlen — denn nur diese können hier in Betracht kommen — werden in jedem Punkt des Bleiklotzes Sekundärstrahlen ausgelöst. Diese Sekundärstrahlen haben, wie aus Versuchen verschiedener Autoren hervorgeht, genau dasselbe Verhalten wie β-Strahlen. Es ist nun prinzipiell gleichgültig, wie in irgendeinem Punkte des Bleiklotzes die β-Strahlen erzeugt werden, ob durch den direkten Zerfall materieller Atome oder ein äußeres Agens. In jedem Fall muß die Intensität der aus einer Fläche austretenden Strahlung nach dem Lambertschen Gesetz vor sich gehen. Denn auch bei Problemen der Optik gilt dieses Gesetz (wenigstens angenähert), mögen wir die diffuse Reflexion (Zerstreuung) eines selbstleuchtenden oder eines durch fremdes Licht beleuchteten Körpers vor uns haben. — Da nun an den Kanten des Bleiklotzes die Intensität der Sekundärstrahlen geringer ist, als in der Mitte einer Fläche — die γ-Strahlen müssen dort eine dickere Bleischicht durchdringen —, so erklärt sich hieraus, daß „die dunklen Ecken nicht die scharfe Begrenzung wie sonst zeigen". Denn die gesamte aus einem Oberflächenelement austretende Strahlungsintensität i (vgl. Gl. (1)) wird eben nach den Kanten zu abnehmen, und dadurch den Intensitätsunterschied zwischen den hellen und dunklen Stellen an den Kanten weniger ausgeprägt erscheinen lassen. — Übrigens ist aus diesem Versuche zu erkennen, daß die photographische Wirkung der γ-Strahlen wohl hauptsächlich von den ausgelösten Sekundärstrahlen herrührt.

Nach den Ausführungen dieser Mitteilung dürfte die Behauptung gerechtfertigt sein, daß sich alle Versuche von H. Greinacher mit Hilfe des Lambertschen Kosinusgesetzes erklären lassen. Ja, wir können diese Versuche direkt als einen Beweis für die (angenäherte) Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes auch bei korpuskularen Strahlungen ansehen, und müssen von diesem Standpunkt aus sagen, daß die genannten Versuche einen wertvollen Beitrag zu unserer Kenntnis über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern bilden.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität, 27. Juni 1908.

(Eingegangen 29. Juni 1908.)

Positive Elektronen?

Von A. Bestelmeyer.

Herr Jean Becquerel[1]) hat auf der Suche nach freien positiven Elektronen Experimente angestellt, die Versuchen des Herrn Lilienfeld[2]) ähnlich sind, und daraus den Schluß gezogen, daß bei der Gasentladung unter näher gekennzeichneten Verhältnissen positive Korpuskular-Strahlen auftreten, deren spezifische Ladung derjenigen der Kathodenstrahl-Elektronen nahekommt. Dieser Schluß beruht zweifellos auf einem Irrtum. Da Herr J. Becquerel weder für elektrostatischen Schutz der positiven noch für magnetische Abschir-

1) Jean Becquerel, C. R. **146**, 1308—1311, 1908.

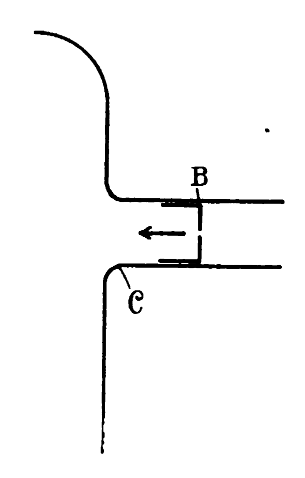
2) J. E. Lilienfeld, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 631 bis 635, 1906; **9**, 125—135, 1907.

mung der Kathodenstrahlen Sorge trägt, so kann die scheinbar starke magnetische Ablenkbarkeit der positiven Strahlen durch eine Verlegung ihres Ausgangspunktes oder durch eine elektrostatische Beeinflussung ihrer Bahn vorgetäuscht werden, beides Sekundärwirkungen als Folge der magnetischen Ablenkung der Kathodenstrahlen. Die Angaben in der zitierten Mitteilung sind im allgemeinen nicht hinreichend, um die Ursache der Ablenkung genauer angeben zu können. Nur ein Versuch ist etwas näher beschrieben, und in diesem handelt es sich wohl ziemlich sicher um eine Ablenkung durch elektrostatische Wandladung.

Der Versuch besteht in folgendem: Aus einer Entladungsröhre treten durch eine enge Öffnung Kanalstrahlen in ein Ansatzrohr aus; in der Entladungsröhre sind außerdem Kathodenstrahlen vorhanden. Herr J. Becquerel beobachtet nun, daß die Kanalstrahlen im allgemeinen weder durch schwaches noch starkes Magnetfeld beeinflußt werden. Nur dann, wenn das Magnetfeld gerade so abgepaßt ist, daß die abgelenkten Kathodenstrahlen in der engen Öffnung mit den Kanalstrahlen zusammentreffen, tritt eine starke Ablenkung der Kanalstrahlen ein. Er beobachtet weiter, daß auch dann die Ablenkbarkeit auf die nächste Umgebung der Öffnung beschränkt ist, während dahinter der abgelenkte Strahl wieder geradlinig verläuft. Herr J. Becquerel schließt nun hieraus nicht, daß die Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf die enge Öffnung deren Glaswand negativ laden, und diese Wandladung dann eine anziehende und dementsprechend ablenkende Kraft auf die Kanalstrahlen während des Passierens der Öffnung ausübt; er stellt vielmehr die Hypothese auf, daß durch das Zusammentreffen mit den Kathodenstrahlen die Kanalstrahlen vorübergehend in Strahlen mit großer spezifischer Ladung verwandelt werden. Von der Richtigkeit der ersteren Erklärung und der Unhaltbarkeit der zweiten würde sich Herr Becquerel wahrscheinlich leicht überzeugen, wenn er die enge Öffnung und deren Umgebung aus Metall machen würde. Die unsymmetrische Wandladung und damit die elektrostatische Ablenkung, deren Größe ja für Strahlen mit gleicher erzeugender Spannung unabhängig von der spezifischen Ladung ist, würden dann wegfallen.

Es sei hierbei gestattet, auf einen von Herrn Marsh und mir unter ähnlichen Verhältnissen früher angestellten Versuch[1]) etwas näher einzugehen. Durch die Blende B (Fig.) traten in

1) A. Bestelmeyer u. S. Marsh, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 760, 1907.



Richtung des Pfeiles Kathoden- und Kanalstrahlen; wurde ein magnetisches Feld angelegt, so wurden zunächst die Kathodenstrahlen stark, die Kanalstrahlen kaum beeinflußt. Wurde jedoch das Magnetfeld nach und nach verstärkt, so trat eine deutliche Ablenkung der Kanalstrahlen ein in dem Zeitpunkte, als das Kathodenstrahlbündel auf der Wand bei C einen Fluoreszenzfleck erzeugte, und zwar erfolgte dann die Ablenkung der Kanalstrahlen nach derselben Seite wie diejenige der Kathodenstrahlen. Eine Krümmung im weiteren Verlauf der Kanalstrahlen war auch dann nicht bemerkbar.

Die Versuche des Herrn J. Becquerel vermögen demnach nichts an der Tatsache zu ändern, daß bisher keinerlei Beobachtungen vorliegen, die auf das Vorkommen freier positiver Elektronen bei Gasentladungen hindeuten.

Nachtrag bei der Korrektur: In einer neuerdings erschienenen Note[1]) bespricht Herr J. Becquerel einige Einwände gegen seine Versuche. Er erwähnt hierbei, daß die Ablenkung der positiven Strahlen in dem erwähnten Versuch nach der entgegengesetzten Seite wie die der Kathodenstrahlen erfolgte, und schließt daraus, daß nicht Ablenkung durch elektrostatische Wandladung vorliegen könne. Diese Schlußfolgerung wäre richtig, wenn die Röhre in bezug auf Form (Zuleitungen) und Oberflächenbeschaffenheit vollständig symmetrisch wäre. Da dies bei Glasröhren nie der Fall ist, ist auch die obige Schlußweise nicht beweiskräftig.

1) C. R. **147**, 121—124, 1908.

Göttingen, Physikalisches Institut der Universität, 8. Juli 1908.

(Eingegangen 10. Juli 1908.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die Beziehung zwischen Materie und Äther im Lichte der neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität.

Adamson-Vorlesung[1]), gehalten am 4. Novbr. 1907 an der Universität Manchester.

Von J. J. Thomson.

Als ich die Aufforderung erhielt, die Vorlesung zum Gedächtnis Adamsons zu halten, zögerte ich zunächst sehr, sie anzunehmen. Ich hatte das Gefühl, daß ein gewisser Widerspruch darin läge, wenn eine Vorlesung, die zum Gedächtnis eines großen Meisters der Metaphysik gestiftet worden ist, von einem Manne gehalten wurde, der keine Befähigung besitzt, über dieses Gebiet zu sprechen. Ich beruhigte mich indessen, als ich mir vergegenwärtigte, in wie weitem Maße Professor Adamson der geistigen Betätigung in jeglicher Form Sympathien entgegenbrachte, und wieweit das Gebiet der Metaphysik reicht. Es gibt in der Tat einen Teil der physikalischen Wissenschaft, wo die Probleme sehr analog denen sind, mit denen sich der Metaphysiker beschäftigt. Wie es nämlich das Ziel des Letzteren ist, die wenigsten und einfachsten Begriffe aufzufinden, mit denen man die Erscheinungen der Geisteswelt umfassen kann, so gibt es einen Zweig der Physik, der sich nicht sowohl mit der Entdeckung neuer Erscheinungen oder der praktischen Anwendung alter beschäftigt, als vielmehr mit der Erörterung solcher Vorstellungen, die imstande sind, anscheinend so verschiedenartige Erscheinungen wie Licht und Elektrizität, Schall und Mechanik, Wärme und chemische Wirkung miteinander zu verknüpfen. Für manche Menschen besitzt diese Seite der Physik besondere Anziehungskraft; sie finden in dem physikalischen Universum mit seinen Myriaden von Erscheinungen und seiner scheinbaren Verwickeltheit ein Problem, daß sie unaufhörlich und unwiderstehlich fesselt. Ihr Geist bäumt sich auf gegen die Verschiedenartigkeit und Verwickeltheit, die sie rings um sich herum sehen, und es treibt sie, einen Gesichtspunkt zu suchen, von dem aus so verschiedenartige Erscheinungen wie Licht, Wärme, Elektrizität und chemische Wirkung als verschiedene Offenbarungen einiger weniger allgemeiner Prinzipien erscheinen. Betrachtet man das Weltall als eine Maschine, so interessieren diese Leute sich nicht so sehr dafür, was sie zu leisten vermag, als vielmehr dafür, wie sie arbeitet, und wie sie gebaut ist; und wenn es ihnen gelungen ist, wenigstens zu ihrer eigenen Befriedigung auch nur einen winzig kleinen Teil dieses Problems zu lösen, so empfinden sie eine solche Freude, daß die Frage: „Was ist der Wert der Hypothese?" ihnen ebenso nebensächlich erscheint wie die Fragen: „Was ist der Wert der Dichtkunst?" „Was ist der Wert der Musik?" „Was ist der Wert der Philosophie?".

Neuere Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität haben viel dazu beigetragen, verschiedene Zweige der Physik zu vereinigen, und ich möchte heute abend Ihre Aufmerksamkeit auf einige Folgerungen lenken, die sich aus der Anwendung des Prinzips von der Gleichheit zwischen Wirkung und Gegenwirkung — Newtons drittes Bewegungsgesetz — auf einige dieser Untersuchungen ergeben. Nach diesem Prinzip ist die gesamte Bewegungsgröße in jedem in sich geschlossenen System, das heißt in jedem System, das von anderen Systemen unbeeinflußt ist, konstant; wenn also irgendein Teil eines solchen Systems an Bewegungsgröße gewinnt, so muß gleichzeitig ein anderer Teil des Systems einen gleichen Betrag von Bewegungsgröße einbüßen. Dieses Gesetz bildet nicht nur die Grundlage unseres gewöhnlichen Systems der Dynamik, es ist auch eng verknüpft mit unserer Auslegung des großen Prinzips von der Erhaltung der Energie, und sein Versagen würde diesem Prinzip viel von seiner Bedeutung rauben. Nach diesem Prinzip ist die Summe der kinetischen und der potentiellen Energie in einem System konstant; wir wollen einen Augenblick überlegen, wie wir die kinetische Energie zu schätzen haben. Uns scheinen die Gegenstände in diesem Zimmer in Ruhe zu sein, und wir würden sagen, daß ihre kinetische Energie Null wäre. Einem Beobachter dagegen, der beispielsweise auf dem Mars wäre, würden diese Gegenstände nicht als in Ruhe befindlich erscheinen, sondern mit einer beträchtlichen Geschwindigkeit in Bewegung begriffen, denn sie würden die Geschwindigkeit haben, welche von der Drehung der Erde um ihre Achse und die, welche von der Drehung der Erde um die Sonne herrührt. Die Schätzung der kinetischen Energie, die ein Beobachter auf dem Mars anstellen würde, würde also von der unsrigen sehr verschieden sein. Es entsteht nun die Frage, gilt das Prinzip der Erhaltung der Energie für diese beiden Schätzungsweisen der kinetischen Energie, oder hängt es davon ab, welches besondere Achsensystem wir zur Messung der Geschwindigkeit der Körper benutzen?

1) Die Adamson-Vorlesung wird alle zwei Jahre von einem hervorragenden Vertreter der Philosophie, Literatur oder Naturwissenschaft gehalten. Diese Stiftung wurde im Jahre 1903 von Freunden und früheren Kollegen zum Gedächtnis von Robert Adamson, von 1876 bis 1893 Professor der Logik am Owens College, begründet.

Nun, wir können leicht nachweisen, daß, wenn das Prinzip der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung richtig ist, auch das Prinzip der Erhaltung der Energie gültig ist, welche Achsen wir auch immer zur Messung unserer Geschwindigkeiten benutzen, daß aber, wenn Wirkung und Gegenwirkung nicht gleich und entgegengesetzt gerichtet sind, dieses Prinzip nur dann gelten wird, wenn die Geschwindigkeiten in bezug auf ein besonderes Achsensystem gemessen werden.

Das Prinzip von Wirkung und Gegenwirkung ist also eine der Grundlagen der Mechanik, und ein System, in welchem dieses Prinzip nicht gelten würde, wäre ein solches, dessen Verhalten wir durch keinerlei mechanisches Modell würden nachahmen können. Das Studium der Elektrizität macht uns indessen mit Fällen bekannt, in denen die Wirkung anscheinend nicht gleich der Gegenwirkung ist. Nehmen wir beispielsweise den Fall zweier in schneller Bewegung begriffener elektrischer Körper A und B, so können wir nach den Gesetzen der Elektrizität die Kräfte berechnen, welche sie aufeinander ausüben, und wir finden, daß — mit Ausnahme des Falles, in dem sie sich mit derselben Geschwindigkeit und in derselben Richtung bewegen — die Kraft, welche A auf B ausübt, nicht gleich und entgegengesetzt gerichtet der Kraft ist, welche B auf A ausübt, so daß die Bewegungsgröße des aus A und B gebildeten Systems nicht konstant bleibt. Müssen wir aus diesem Ergebnis schließen, daß Körper, wenn sie elektrisiert sind, dem Dritten Gesetz nicht unterliegen, und daß daher jede mechanische Erklärung der von solchen Körpern ausgehenden Kräfte unmöglich ist, so würde das bedeuten, daß wir die Hoffnung aufgeben müssen, elektrische Erscheinungen als aus den Eigenschaften bewegter Materie entspringend anzusehen. Glücklicherweise ist dies indessen nicht notwendig. Wir können, einem berühmten Muster folgend, eine neue Welt ins Leben rufen, um die Mängel der alten zu ergänzen. Wir können annehmen, daß mit A und B ein anderes System verbunden ist, das zwar unsichtbar ist, aber doch Masse besitzt und daher Bewegungsgröße aufzuspeichern vermag, so daß, wenn die Bewegungsgröße des Systems A, B sich ändert, die Bewegungsgröße, welche von A verloren worden und nicht auf B übergegangen ist, in dem mit ihnen in Verbindung stehenden System aufgespeichert wird, und daß A und B zusammen mit dem unsichtbaren System ein System bilden, das den gewöhnlichen Gesetzen der Mechanik gehorcht, und dessen Bewegungsgröße konstant ist. Wir begegnen in unserer gewöhnlichen Erfahrung Fällen, die dem soeben betrachteten in jeder Hinsicht analog sind. Nehmen wir beispielsweise den Fall zweier Kugeln, A und B, die sich in einem Gefäß mit Wasser bewegen, so wird A bei seiner Bewegung das Wasser rings um sich herum verschieben und Strömungen hervorrufen, die gegen B spülen und dessen Bewegung verändern werden; die beiden in Bewegung begriffenen Kugeln werden also scheinbar Kräfte aufeinander ausüben; diese Kräfte sind von Kirchhoff berechnet worden und ähneln in vieler Hinsicht den zwischen bewegten elektrischen Ladungen wirkenden Kräften, insbesondere sind, wenn sich die beiden Kugeln nicht mit derselben Geschwindigkeit und in derselben Richtung bewegen, die zwischen ihnen wirkenden Kräfte nicht gleich und entgegengesetzt gerichtet, so daß die Bewegungsgröße der beiden Kugeln nicht konstant ist. Wenn wir jedoch, statt unsere Aufmerksamkeit nur auf die Kugeln zu beschränken, auch das Wasser einschließen, in dem sie sich bewegen, so finden wir, daß die Kugeln zusammen mit dem Wasser ein System bilden, welches den gewöhnlichen Gesetzen der Dynamik gehorcht, und dessen Bewegungsgröße konstant ist, da die von den Kugeln verlorene oder gewonnene Bewegungsgröße von dem Wasser gewonnen oder verloren wird. Der Fall ist eine vollkommene Parallele zu dem der bewegten elektrischen Ladungen, und wir können daraus schließen, daß wenn wir ein System haben, dessen Bewegungsgröße nicht konstant ist, wir daraus nicht den Schluß ziehen müssen, daß das dritte Newtonsche Gesetz versagt, sondern den, daß unser System nicht, wie wir vorausgesetzt hatten, isoliert, sondern mit einem andern System verbunden ist, welches die von dem ersten verlorene Bewegungsgröße aufspeichern kann, und daß die Bewegung des gesamten Systems mit den gewöhnlichen Gesetzen der Mechanik in Einklang steht.

Kehren wir zu dem Fall der elektrisierten Körper zurück, so sehen wir also, daß sie mit irgendeinem unsichtbaren universalen Etwas verbunden sein müssen, das wir den Äther nennen können, und daß dieser Äther Masse besitzen muß und in Bewegung versetzt werden muß, wenn die elektrisierten Körper bewegt werden. Wir sind also von einem unsichtbaren universalen Etwas umgeben, mit dem wir durch Vermittelung elektrisierter Körper in Berührung gelangen können; ob dieses Etwas durch Körper in Bewegung versetzt werden kann, die nicht elektrisiert sind, ist eine Frage, auf die wir einstweilen noch keine entscheidende Antwort haben.

Wir wollen uns für den Augenblick auf den Fall elektrisierter Körper beschränken. Der Umstand, daß diese, wenn sie sich bewegen, etwas von dem Äther in Bewegung versetzen, muß ihre scheinbare Masse beeinflussen: aus

genau demselben Grunde, aus dem die scheinbare Masse eines Körpers größer ist, wenn er in Wasser taucht, als wenn er in einem Vakuum ist; wenn wir den Körper durch das Wasser bewegen, so haben wir nicht nur den Körper selbst in Bewegung zu versetzen, sondern auch etwas von dem ihn umgebenden Wasser, und in manchen Fällen kann die von dieser Ursache herrührende Zunahme der scheinbaren Masse des Körpers viel größer sein als die Masse des Körpers selbst; das ist beispielsweise der Fall bei Luftblasen im Wasser, die sich verhalten, als ob ihre Masse vielhundertfach so groß wäre wie die Masse der in ihnen eingeschlossenen Luft. Im Falle der elektrisierten Körper können wir uns ausmalen, daß die Verbindung zwischen ihnen und dem sie umgebenden Äther folgendermaßen hergestellt wird: wir können annehmen, daß die elektrischen Kraftlinien, die von diesen geladenen Körpern ausgehen und durch den Äther verlaufen, bei ihrem Fortschreiten sozusagen etwas von dem Äther ergreifen und mit sich fortführen. Nach den Gesetzen der Elektrizität können wir die von diesen Linien in jedem Teile des von ihnen durchlaufenen Raumes erfaßte Masse des Äthers berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnung lassen sich in sehr einfacher Weise ausdrücken. Faraday und Maxwell haben uns gelehrt, den Sitz der potentiellen Energie eines elektrisierten Körpers in dem das System umgebenden Raume und nicht in dem System selbst zu suchen, und zwar besitzt jeder Teil des Raumes eine Menge dieser Energie, für die Maxwell einen sehr einfachen Ausdruck gegeben hat. Es ist nun bemerkenswert, daß, wenn wir die Masse des von den elektrischen Kraftlinien in irgendeinem Teile des die geladenen Körper umgebenden Raumes erfaßten Äthers berechnen, daß wir sie dann genau proportional dem Betrage der potentiellen Energie in diesem Raume finden, und zwar ist diese Masse durch die Regel bestimmt, daß sie, wenn sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen würde, eine kinetische Energie besitzen würde, die gleich der elektrostatischen Energie in dem betreffenden Teile des Raumes wäre, für den wir die Masse berechnen. Die Gesamtmasse des Äthers, die von einem elektrischen System erfaßt wird, ist also proportional der elektrostatischen potentiellen Energie dieses Systems. Da der Äther nur durch die seitliche Bewegung der Kraftlinien in Bewegung gesetzt wird, und nicht durch ihre longitudinale Bewegung, so wird die tatsächliche Masse des in Bewegung versetzten Äthers etwas kleiner sein, als sie sich aus der obengenannten Regel ergeben würde, ausgenommen den Spezialfall, daß alle Kraftlinien sich senkrecht zu ihrer Längsrichtung bewegen. Die geringe Korrektion für dieses Gleiten der Kraftlinien durch den Äther beeinflußt den allgemeinen Charakter des Effektes nicht, und ich werde der Kürze halber im folgenden die Masse des durch ein elektrisiertes System in Bewegung gesetzten Äthers als der potentiellen Energie dieses Systems proportional annehmen. Mit dem elektrisierten Körper ist somit ein ätherischer Astralkörper verbunden, den er bei seiner Fortbewegung mit sich zu führen hat, und der seine scheinbare Masse vergrößert. Wir können nun erwarten, daß dieses Stück unsichtbaren Universalstoffes, welches der geladene Körper mit sich führt, Eigenschaften hat, die von denen der gewöhnlichen Materie sehr verschieden sind: dieser unsichtbare Stoff würde natürlich der chemischen Analyse widerstehen und vermutlich der Schwerkraftsanziehung unterliegen; es ist also ein sehr interessantes Problem, zu sehen, ob wir irgendeinen Fall entdecken können, in welchem die ätherische Masse einen merklichen Bruchteil der Gesamtmasse ausmacht, und die Eigenschaften eines derartigen Körpers dann mit denen eines solchen zu vergleichen, bei dem die ätherische Masse unbedeutend ist. Nun genügt die roheste Berechnung, um zu zeigen, daß in jedem elektrisierten Körper, beispielsweise in einer elektrisierten Kugel oder in geladenen Leidener Flaschen, die ätherische Masse, die der Körper infolge dieser seiner Elektrisierung besitzt, im Vergleich mit seiner Gesamtmasse absolut bedeutungslos ist. Statt indessen Körper von wahrnehmbarer Größe zu betrachten, wollen wir zu den Atomen übergehen, aus denen sich diese Körper zusammensetzen, und wollen die wahrscheinliche Annahme machen, daß diese Atome elektrische Systeme sind, und daß die Kräfte, die sie ausüben, elektrischen Ursprungs sind. Dann wird die bei der Vereinigung der Atome verschiedener Elemente verausgabte Wärme gleich der Verminderung der gegenseitigen elektrostatischen potentiellen Energie der sich verbindenden Atome sein, und daher nach dem vorstehenden ein Maß für die Verminderung der den Atomen anhaftenden ätherischen Masse bilden. Nach dieser Anschauungsweise wird die Verringerung in der ätherischen Masse eine Masse sein, die, mit Lichtgeschwindigkeit sich bewegend, einen Betrag an kinetischer Energie gleich dem mechanischen Äquivalent der durch die chemische Verbindung der Atome entwickelten Wärme besitzt. Als Beispiel wollen wir den Fall der chemischen Verbindung betrachten, die von allen zwischen gewöhnlichen Stoffen verlaufenden von der größten Wärmeentwicklung begleitet ist, nämlich der Verbindung zwischen Wasserstoff und Sauerstoff. Bei der Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff zur Bildung von einem Gramm Wasser werden

4000 Kalorien oder $16{,}8 \cdot 10^{10}$ Erg entwickelt; die Masse, die, wenn sie sich mit Lichtgeschwindigkeit, also mit $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, bewegt, diesen Betrag an kinetischer Energie besitzt, ist $3{,}7 \cdot 10^{-10}$ Gramm, und so groß ist demnach die Verminderung in der ätherischen Masse, die Platz greift, wenn sich Wasserstoff und Sauerstoff verbinden und 1 Gramm Wasser bilden. Diese Verminderung beträgt nur ungefähr $1/_{3000000000}$ der Gesamtmasse und liegt daher fast außerhalb der Reichweite des Experiments; wir können daher schließen, daß der Versuch, in irgendeinem gewöhnlichen Fall von chemischer Verbindung diese Veränderung wahrzunehmen, nicht gerade vielversprechend ist. Aussichtsreicher scheint der Fall bei den radioaktiven Stoffen zu sein, denn die Wärmemenge, welche Radium bei seinen Umwandlungen verausgabt, ist bei gleichen Gewichtsmengen ungeheuer viel größer als die von den gewöhnlichen chemischen Elementen bei ihrer Vereinigung abgegebene. Beispielsweise schätzt Rutherford, daß ein Gramm Radium während seiner Lebensdauer eine Energiemenge gleich $6{,}17 \cdot 0^{16}$ Erg abgibt; wenn diese Menge aus der elektrischen potentiellen Energie der Radiumatome stammt, so müssen die Atome in einem Gramm Radium zum mindesten diesen Betrag an potentieller Energie besitzen, sie müssen daher mit einer ätherischen Masse von $1/_8$ bis $1/_7$ Milligramm vergesellschaftet sein, denn diese Masse würde eine kinetische Energie gleich $6{,}7 \cdot 10^{16}$ Erg haben, wenn sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegte. Wir folgern daraus, daß in jedem Gramm Radium mindestens $1/_8$ Milligramm, also ungefähr $1/_{8000}$, aus Äther bestehen muß. Betrachtungen dieser Art veranlaßten mich vor einiger Zeit, Versuche mit Radium anzustellen, um zu sehen, ob ich irgendein Anzeichen dafür entdecken könnte, daß ein Teil seiner Masse von abnormer Beschaffenheit sei. Die beste Prüfungsmethode, die ich finden konnte, bestand darin, zu sehen, ob das Verhältnis zwischen Masse und Gewicht für Radium dasselbe war wie für gewöhnliche Stoffe. Wenn der Teil der Masse des Radiums, der dem Äther zukommt, gewichtslos wäre, so würde ein Gramm Radium weniger wiegen als ein Gramm eines Stoffes, an dessen Masse der Äther keinen so großen Anteil hat. Nun kann man das Verhältnis zwischen Masse und Gewicht sehr genau erhalten, wenn man die Schwingungszeit eines Pendels mißt. Ich konstruierte deshalb ein Pendel, dessen Linse aus Radium hergestellt war, versetzte es in einem Vakuum in Schwingungen und bestimmte seine Schwingungszeit, um zu sehen, ob sie dieselbe war wie die eines Pendels von derselben Länge, dessen Linse aus Messing oder Eisen besteht. Leider ist Radium nicht in großen Mengen erhältlich, und das Radiumpendel war daher sehr leicht und schwang daher nicht so andauernd, wie es bei einem schweren Pendel der Fall gewesen wäre; dadurch wurden sehr genaue Bestimmungen der Schwingungszeit unmöglich, aber ich vermochte doch zu zeigen, daß die Schwingungszeit eines Radiumpendels bis auf etwa $1/_{3000}$ dieselbe war wie die eines Pendels von derselben Größe und Gestalt aus Messing oder Eisen. Der geringste Unterschied, den wir nach der Theorie zu erwarten hätten, ist $1/_{8000}$; dieser Versuch zeigt also, daß, sofern überhaupt eine Anomalie in dem Verhältnis zwischen Masse und Gewicht beim Radium besteht, sie jedenfalls nicht viel größer ist als die auf Grund der vom Radium während seiner Umwandlung abgegebenen Wärmemenge berechnete. Mit größeren Pendeln kann man den Wert des Verhältnisses zwischen Masse und Gewicht mit viel größerer Genauigkeit bestimmen als 1:8000; beispielsweise hat vor dreiviertel Jahrhunderten Bessel gezeigt, daß dieses Verhältnis für Elfenbein und für Messing mit einer Genauigkeit von mindestens 1:100000 dasselbe sei, und mit besonders für derartige Untersuchung gebauten Apparaten könnte man noch größere Genauigkeit erreichen. Als ich meine Versuche mit dem Radiumpendel anstellte, war die enge Beziehung zwischen den in radioaktiven Mineralien enthaltenen Mengen Uranium und Radium noch nicht entdeckt; diese Beziehung macht es äußerst wahrscheinlich, daß das Radium vom Uranium abstammt, und daß dieses Metall bei gleicher Gewichtsmenge mehr elektrische potentielle Energie besitzen und daher einen größeren Teil seiner Masse im Äther begründet haben dürfte als Radium selbst. Das führt zu dem Schlusse, daß Uranium eher der für den Pendelversuch geeignete Stoff ist als Radium, besonders, da man Uranium leicht in hinreichend großen Mengen erhalten kann, um das Pendel von der Größe und Gestalt herstellen zu können, welche die genauesten Ergebnisse liefern. Es würde daher nach meinem Dafürhalten nicht unmöglich sein, das Verhältnis zwischen Masse und Gewicht für Uranium mit einer Genauigkeit von $1/_{250000000}$ zu bestimmen.

Wenngleich wir auf diesem Wege nicht imstande gewesen sind, einen unmittelbaren experimentellen Beweis für das Vorhandensein eines Teiles der Masse im Äther zu erhalten, so befinden wir uns bezüglich einer hiermit in engem Zusammenhang stehenden Erscheinung in einer günstigeren Lage. Ich meine den Einfluß der Geschwindigkeit eines Körpers auf seine scheinbare Masse. Wir haben gesehen, daß die von irgendeinem elektrischen System gebundene Masse der elektrischen potentiellen Energie dieses Systems proportional ist. Wir wollen

jetzt das einfachste elektrische System nehmen, das wir finden können, — eine auf einer kleinen Kugel konzentrierte Elektrizitätsladung. Wenn die Kugel in Ruhe befindlich ist, so sind die Linien elektrischer Kraft nach allen Richtungen rings um die Kugel gleichförmig verteilt. Wenn die Kraftlinien in dieser Weise angeordnet sind, so ist die elektrische potentielle Energie kleiner als bei irgendeiner andern möglichen Verteilung der Kraftlinien. Wir wollen nun annehmen, daß die Kugel in schnelle Bewegung versetzt werde; die elektrischen Kraftlinien haben dann das Bestreben, sich senkrecht zu der Richtung zu stellen, in der sie sich bewegen; sie streben also dahin, die Vorder- und die Rückseite der Kugel frei zu geben und sich in der Mitte anzuhäufen. Die elektrische potentielle Energie wird durch diesen Vorgang vermehrt, und da die von den elektrischen Kraftlinien gebundene Äthermasse dieser Energie proportional ist, so wird diese Masse größer sein, als wenn die Kugel in Ruhe ist. Der Unterschied ist sehr klein, solange die Geschwindigkeit der Kugel nicht der Lichtgeschwindigkeit nahe kommt; wenn das aber eintritt, so ist die Vermehrung der Masse sehr groß. Es ist Kaufmann gelungen, das Vorhandensein dieses Effekts an den von Radium ausgesandten β-Strahlen nachzuweisen. Das sind negativ elektrische Teilchen, die mit großen Geschwindigkeiten vom Radium ausgeschleudert werden; die Geschwindigkeit der schnellsten unter ihnen ist nur einige wenige Prozent geringer als die Lichtgeschwindigkeit; neben diesen bewegen sich andere mit viel geringerer Geschwindigkeit. Kaufmann bestimmte die Masse der verschiedenen Teilchen und fand, daß die Masse um so größer war, je größer die Geschwindigkeit war, und zwar betrug die Masse der sich schneller bewegenden Teilchen sogar dreimal soviel wie die der langsameren. Diese Versuche führten auch zu dem sehr interessanten Ergebnis, daß die gesamte Masse dieser Teilchen von der Elektrizitätsladung herrührt, die sie mitführen. Nach der von uns erörterten Anschauungsweise bedeutet dies, daß die gesamte Masse dieser Teilchen von dem Äther herrührt, den ihre Kraftlinien erfaßt haben.

Wenn Linien elektrischer Kraft den Äther erfassen, so wird eine Lichtwelle von der Bewegung eines Teiles des Äthers in der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes begleitet sein, denn nach der elektromagnetischen Lichttheorie sind Lichtwellen Wellen elektrischer Kraft, die mit einer Geschwindigkeit von 180000 (englischen) Meilen in der Sekunde fortschreiten, und die Linien elektrischer Kraft führen einen Teil des Äthers mit sich fort. Die Menge dieser mitbewegten Äthermasse läßt sich leicht auf Grund der Regel berechnen, daß sie einen Betrag an kinetischer Energie gleich der elektrostatischen potentiellen Energie des Lichtes besitzen würde, falls sie mit Lichtgeschwindigkeit fortschreiten würde. Da die elektrostatische Energie die Hälfte der Energie in der Lichtwelle beträgt, so folgt daraus, daß die Masse des in Bewegung befindlichen Äthers in der Volumeneinheit der Energie des Lichtes in diesem Volumen, dividiert durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit gleich ist. Wenn also ein Körper strahlt, so wird ein Teil des Äthers, den der Körper erfaßt hat, durch die Strahlung mit nach außen getragen; diese Masse ist im allgemeinen außerordentlich klein; beispielsweise finden wir durch Anwendung der eben angegebenen Regel, daß die Masse, welche jedes Quadratzentimeter der Oberfläche eines Körpers von der Temperatur der Sonne aussendet, nur etwa 1 Milligramm jährlich ist. Wir würden erwarten, daß wenn ein Teil des Äthers an einen Körper durch seine Kraftlinien gebunden ist und durch Strahlung fortgeführt wird, daß dann ein anderer Teil des Äthers, der nicht mit dem Körper verbunden ist, herbeiströmen und an die Stelle des früheren treten wird. Infolge der von allen Körpern ausgehenden Strahlung wird somit der sie umgebende Äther ziemlich in derselben Weise in Bewegung gesetzt werden, als wenn eine Reihe von Quellen und Senken über die Körper verteilt wären.

Obschon die tatsächliche Äthermasse, die mit einer Lichtwelle fortschreitet, außerordentlich klein ist, so ist doch ihre Geschwindigkeit, die ja die des Lichtes ist, so groß, daß selbst eine sehr kleine Masse eine merkliche Bewegungsgröße besitzt. Wenn das Licht bei seinem Durchgang durch ein nicht vollkommen durchsichtiges Medium absorbiert wird, so wird auch diese Bewegungsgröße absorbiert werden und sich dem Medium mitteilen und dieses in der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes zu bewegen suchen; es wird somit den Anschein haben, als ob das Licht einen Druck auf das Medium ausübt. Dieser Druck, den man als Strahlungsdruck bezeichnet, ist von Lebedew, von Nichols und Hull und von Poynting nachgewiesen und gemessen worden. Alle Erscheinungen, die mit diesem Druck in Verbindung stehen, lassen sich sehr einfach auf Grund der Anschauung erklären, daß das Licht eine Bewegungsgröße in seiner Fortpflanzungsrichtung besitzt. Daß das Licht eine Bewegungsgröße besitzt, unter der Annahme, daß das Licht eine elektrische Erscheinung sei, ist auf Grund einigermaßen abstruser Betrachtungen abgeleitet worden. Nach der alten Newtonschen Emissionstheorie ist es ohne weiteres klar, daß diese Bewegungsgröße existieren muß, denn sie ist eben die Bewegungsgröße der Teilchen, welche das Licht darstellen. Es ist merk-

würdig, wie neuere Forschungen gezeigt haben, daß viele von den Eigenschaften des Lichtes, von denen man annehmen könnte, sie wären charakteristisch für einen Vorgang, wie ihn die Emissionstheorie voraussetzt, dem Licht auch zukommen müssen, wenn es eine elektrische Erscheinung ist. Auf eine Folgerung aus der Emissionstheorie möchte ich kurz hinweisen, weil ich glaube, daß sie mit den tatsächlichen Eigenschaften des Lichtes besser in Einklang steht, als die Anschauung, zu der uns die Annahme der elektromagnetischen Theorie in der Form führen würde, in der sie gewöhnlich dargestellt wird. Die aktiven Agenzien sind nach der Emissionstheorie diskrete Teilchen, und ein Lichtstrahl besteht aus einem Schwarm solcher Teilchen; dabei ist das von diesen Teilchen eingenommene Volumen nur ein kleiner Bruchteil des Volumens, in dem sie verteilt sind. Die Stirnfläche der Lichtwelle würde nach dieser Auffassung aus einer Menge kleiner heller Flecken bestehen, die über einen dunklen Grund verstreut wären; die Wellenfront ist in der Tat porös und hat eine Struktur. Nach der elektrischen Lichttheorie in ihrer gewöhnlichen Form wird nun stillschweigend angenommen, daß die elektrische Kraft überall auf der ganzen Stirnfläche der Welle gleichförmig ist, daß keine freien Räume vorhanden sind, und daß die Stirnfläche keine Struktur hat. Das ist kein notwendiger Bestandteil der elektrischen Theorie, und ich glaube, daß Beweise dafür vorliegen, daß in Wirklichkeit die Stirnfläche der Welle mehr einer Anzahl heller Flecken auf dunklem Grunde gleicht als einer gleichförmig beleuchteten Fläche. Ich darf hier wohl einen dieser Beweise anführen: Wenn ein Lichtblitz, besonders von ultraviolettem Licht, auf eine Metallfläche fällt, so werden von dieser Fläche negativ elektrische Korpuskeln ausgesendet, wenn wir aber, wie es möglich ist, deren Anzahl messen, so finden wir, daß nur ein höchst unbedeutender Bruchteil der Moleküle, über die die Stirnfläche der Welle hinweggegangen ist, solche Korpuskeln ausgesendet hat. Wenn die Stirnfläche der Welle kontinuierlich wäre, so würden sich alle Moleküle des dem Lichte ausgesetzten Metalls unter denselben Verhältnissen befinden, und wenn auch die Moleküle, wie die eines Gases, sehr verschiedene Mengen kinetischer Energie besitzen könnten, so würde dieser Unterschied nicht im geringsten hinreichen, um das ungeheure Mißverhältnis zwischen der Anzahl der von dem Licht getroffenen Moleküle und der Anzahl derer aufzuklären, welche Korpuskeln aussenden. Dieses Mißverhältnis wäre indessen leicht verständlich, wenn wir annehmen, daß die Stirnfläche der Welle nicht stetig, sondern voller Löcher ist, so daß nur eine kleine Anzahl der Moleküle unter den Einfluß der elektrischen Kraft im Licht gerät. Wir können annehmen, daß das Licht aus kleinen Transversalimpulsen besteht, und daß Wellen längs einzelner elektrischer Kraftlinien fortschreiten, die überall im Äther verstreut sind, und daß die Verminderung in der Lichtintensität beim Fortschreiten von einer Lichtquelle aus nicht so sehr von der Schwächung der einzelnen Impulse herrührt, als vielmehr von ihrer weiteren Trennung voneinander, gerade wie nach der Emissionstheorie die Energie der einzelnen Teilchen bei der Ausbreitung des Lichtes nicht abnimmt; die Intensitätsabnahme des Lichtes wird durch die Ausbreitung der Teilchen hervorgebracht.

Die Vorstellung, daß Körper durch Linien elektrischer Kraft mit unsichtbaren Äthermassen verbunden sind, ist von weittragender Bedeutung für unsere Anschauungen über den Ursprung der Kraft und die Natur der potentiellen Energie. Nach den gewöhnlichen Methoden der Dynamik wird ein System als im Besitze einer nur von den Geschwindigkeiten seiner verschiedenen Bestandteile abhängigen kinetischen Energie betrachtet, und als im Besitze einer von der gegenseitigen Lage seiner Teile abhängigen potentiellen Energie. Die potentielle Energie kann von verschiedener Art sein; wir können potentielle Energie haben, die von der Schwerkraft herrührt, und potentielle Energie, die von gespannten Federn oder von elektrischen Systemen herrührt, und wir haben Regeln, nach denen wir den Wert dieser potentiellen Energie für jede beliebige Lage des Systems berechnen können. Wenn wir den Wert der potentiellen Energie kennen, so ermöglicht uns die unter dem Namen der „Lagrangeschen Gleichungen" bekannte Methode, das Verhalten des Systems zu bestimmen. Als ein Hilfsmittel für die Rechnung und die Forschung leistet diese Verwendung der potentiellen Energie wunderbare Dienste und ist kaum zu übertreffen; vom philosophischen Standpunkte aus betrachtet ist aber der Begriff der potentiellen Energie weit weniger befriedigend und steht auf einer ganz anderen Grundlage als der der kinetischen Energie. Wenn wir Energie als kinetische erkennen, so haben wir das Gefühl, eine Menge über sie zu wissen; wenn wir Energie als potentielle beschreiben, so fühlen wir, daß wir sehr wenig über sie wissen, und wenn sich auch einwenden läßt, daß vom praktischen Standpunkte aus dieses Wenige alles Wissenswerte ist, so befriedigt diese Antwort doch ein forschendes Ding, wie es der menschliche Geist nun einmal ist, keineswegs.

Wir wollen eine Analogie auf kommerziellem Gebiete betrachten und wollen die kinetische Energie mit Geld vergleichen, das tatsächlich

in der Kasse vorhanden ist, potentielle Energie aber mit Geld, das auf unserem Guthaben bei einer Bank steht, und wir wollen annehmen, die Verhältnisse lägen so, daß wenn jemand eine Doppelkrone aus seiner Tasche verliert, das Geld auf irgendeine ihm unbekannte Weise wieder angesammelt und zu seinen Gunsten auf irgendeiner Bank deponiert würde, von der er nicht weiß, wo sie liegt, und von der sie jederzeit ohne Verlust oder Gewinn wieder erhältlich wäre. Das Bewußtsein, daß dem so ist, könnte schon für alle Zwecke des Handelsverkehrs ausreichen, doch könnte man trotzdem kaum annehmen, daß selbst der nüchternste und geschäftsmäßigste Mann sich von Spekulationen darüber würde frei halten können, wo wohl sein Geld wäre, wenn es nicht in seiner Tasche ist, und daß er nicht immer suchen würde, das Geheimnis zu durchdringen, das den Übergang der Doppelkrone hin und her umhüllt. Nun, genau so steht es um den Physiker und den Begriff von den verschiedenen Formen der potentiellen Energie. Er fühlt, daß diese Vorstellung nicht einfach ist, und er legt sich die Frage vor, ob es notwendig ist, daß diese Energieformen überhaupt verschieden sind; kann nicht alle Energie von einer Art — kinetisch — sein? und kann nicht die Umwandlung kinetischer Energie in die verschiedenen Arten potentieller Energie einfach in der Übertragung kinetischer Energie aus einem Teile des Systems, das unsere Sinne beeinflußt, in einen anderen Teil bestehen, der dies nicht tut, so daß also das, was wir potentielle Energie nennen, in Wirklichkeit kinetische Energie von Teilen des Äthers wäre, die mit dem materiellen System in kinematischem Zusammenhang stehen. Ich darf dies an einem einfachen Beispiel erläutern: Angenommen, ich nehme einen Körper A und schleudere ihn in einer Gegend fort, wo keinerlei Kräfte auf ihn wirken. A wird sich gleichförmig in einer geraden Linie bewegen. Angenommen, ich befestige jetzt an A einen anderen Körper B durch eine starre Verbindung und schleudere A wieder fort. A wird sich jetzt nicht mehr in einer geraden Linie bewegen, und seine Geschwindigkeit wird nicht mehr gleichförmig sein; A kann im Gegenteil eine große Mannigfaltigkeit von Kurven beschreiben, Kreise, Trochoiden usw., und diese Kurven werden von der Masse und Geschwindigkeit von B beim Fortschleudern von A abhängen. Wenn nun B und seine Verbindung mit A unsichtbar wären, so daß wir nichts weiter wahrnehmen könnten als die Bewegung von A, so würden wir die Abweichung der Bahn von A von einer geraden Linie auf die Einwirkung einer Kraft und die Änderungen seiner kinetischen Energie auf Änderungen der potentiellen Energie von A bei seiner Bewegung von einem Ort zum andern zurückführen. Dieses Verfahren ist indessen das Ergebnis unserer Anschauungsweise, nach der wir A als das einzige Glied des betrachteten Systems ansehen, während A in Wirklichkeit nur ein Teil eines größeren Systems ist. Wenn wir das System als Ganzes betrachten, so sehen wir, daß es sich so verhält, als wenn es frei von der Wirkung äußerer Kräfte wäre, und daß seine kinetische Energie konstant bleibt; was wir bei unserer beschränkten Betrachtung als die potentielle Energie von A ansahen, erscheint bei der allgemeineren Betrachtung als die kinetische Energie des Systems B. Es ist jetzt viele Jahre her, seit ich nachgewiesen habe, daß die Wirkungen einer Kraft und das Vorhandensein potentieller Energie als auf der Verbindung des primären Systems mit sekundären Systemen beruhend angesehen werden können, und zwar ist die kinetische Energie dieser sekundären Systeme die potentielle Energie des primären Systems, und das gesamte System hat keine weitere Energie als die kinetische Energie seiner Bestandteile. Eine ähnliche Anschauung bildet die Grundlage des Systems der Mechanik von Hertz.

Wir wollen ein oder zwei einfache mechanische Systeme betrachten, in denen die Bewegung von Materie, die mit dem System verbunden ist, dieselbe Wirkung hervorbringt wie eine Kraft. In Figur 1 sollen A und B zwei

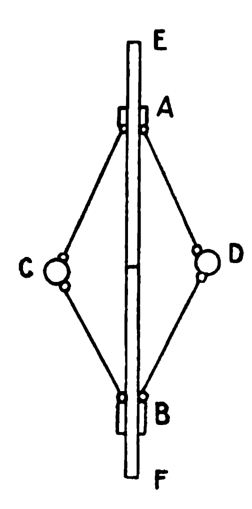


Fig. 1.

Körper sein, die an Röhren befestigt sind, die senkrecht an dem Stabe EF auf und nieder gleiten können. Zwei Kugeln C und D sollen mit A und B durch Stangen verbunden sein, die bei A und B gelenkt sind. Wenn dann die Kugeln um den Stab EF rotieren, so werden sie auseinander zu fliegen suchen, und in dem Maße, wie sie sich weiter von dem Stabe entfernen, müssen sich ihre Verbindungspunkte

mit A und B einander nähern; A und B werden also streben, sich aufeinander zu zu bewegen, das heißt, sie werden sich verhalten, als ob zwischen ihnen eine Anziehungskraft wirksam wäre; die Geschwindigkeiten von A und B, und somit ihre kinetische Energie, werden sich von einem Zeitpunkt zum andern ändern; die kinetische Energie, welche A und B verloren haben, wird tatsächlich zur Erhöhung der kinetischen Energie der Kugeln auf diese übergegangen sein. Wenn das rotierende System C und D unsichtbar gewesen wäre, so würden wir das Verhalten des Systems durch eine Anziehungskraft mit entsprechender potentieller Energie zwischen A und B erklärt haben. Das kommt daher, daß wir A und B als ein vollständiges System auffassen würden, während es in Wirklichkeit ein Teil eines größeren Systems ist; und wenn wir das vollständige System betrachten, so sehen wir, daß es sich so verhält, als wenn keine Kräfte auf es wirkten, und es keine andere Energie besäße als kinetische.

Es mag vielleicht von Interesse sein, zu erwähnen, daß wir in ähnlicher Weise den Anschein erwecken können, als ob zwei Körper einander mit einer Kraft anzögen, die sich umgekehrt wie das Quadrat ihres gegenseitigen Abstandes ändert. Es mögen in Figur 2 A und B die Körper sein, und wir wollen annehmen,

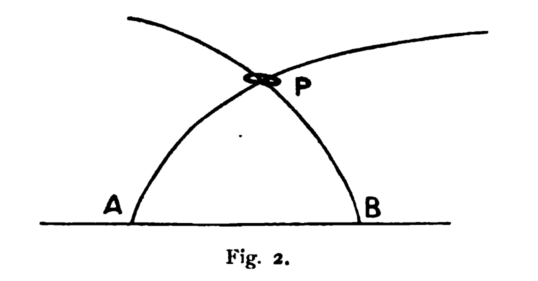


Fig. 2.

daß an ihnen parabolische massenlose Drähte befestigt sind; wenn diese Drähte durch einen Ring P mit einer kleinen aber endlichen Masse gezogen werden und man das System um A und B rotieren läßt, so wird das Bestreben des Ringes, sich von der Drehungsachse zu entfernen, A und B veranlassen, sich einander zu nähern, und es läßt sich leicht zeigen, daß das Gesetz dieser Annäherung dasselbe ist, als wenn zwischen ihnen eine Kraft bestände, die sich umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung änderte.

Das weiter oben erwähnte Ergebnis, daß die potentielle Energie eines elektrisch geladenen Systems gleich ist der kinetischen Energie der an das System gebundenen Masse des Äthers, wenn es sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, ist ein weiteres Beispiel potentieller Energie, die in Wirklichkeit die kinetische Energie eines vergesellschafteten Systems ist, und in der Tat führte uns, wie ich mich bemüht habe, Ihnen heute vor Augen zu führen, das Studium der Probleme, die uns durch die neueren Forschungen gestellt werden, zu dem Schlusse, daß gewöhnliche materielle Systeme mit unsichtbaren Systemen verbunden sein müssen, welche Masse besitzen, sobald die materiellen Systeme elektrische Ladungen enthalten. Betrachten wir alle Materie so, als genüge sie dieser Bedingung, so werden wir zu dem Schlusse geführt, daß das unsichtbare Universum — der Äther — zum großen Teile die Werkstatt des materiellen Universums ist, und daß die Naturerscheinungen, wie wir sie sehen, Gebilde sind, die auf den Webstühlen dieses unsichtbaren Universums gewebt sind.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Mai 1908.)

BESPRECHUNGEN.

J. J. C. Müller, Wärmelehre. 8. VI u. 194 S. mit 86 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 4.—, gebunden M. 4.80.

Das Buch ist im wesentlichen eine theoretische Behandlung der Wärmelehre, die als Ergänzung zu einer Experimentalvorlesung gedacht ist und als Einleitung zum Studium größerer Werke dienen soll. Es ist in erster Linie für Techniker bestimmt. Daraus erklärt sich die vielfache Bezugnahme auf Fragen der Technik und die Anführung von Beispielen aus praktischen Verhältnissen. Dies gereicht sicher auch bei Benutzung durch Nichttechniker dem Buche zum Vorteil. H. Kochan.

Siegfried Herzog, Elektromechanische Anwendungen. Mit 700 Abbildungen. XII u. 415 S. Lex.-8. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1907. M. 20,—, geb. M. 21,—

Da der Zweck und der Gegenstand dieses Buches aus dem Titel nicht ohne weiteres klar ersichtlich werden, möge der Verf. selbst dazu das Wort nehmen: „Unter ‚Elektromechanische Anwendungen' sind im weiteren Sinne des Wortes Maschinen verstanden, welche durch Verbindung von Elektromotoren mit Arbeitsmaschinen mittels Übertragungsmechanismen gebildet werden. Im engeren Sinne des Wortes sind gemeint jene Verbindungen zwischen Motor und Arbeitsmaschine, bei welchen beide Ma-

schinen zusammen gewissermaßen eine einzige Maschineneinheit, einen einzigen konstruktiven Organismus bilden. Zu ersteren zählen die mittels Riemen, Ketten und Seilen elektrisch betriebenen Arbeitsmaschinen, zu letzteren jene, bei welchen starre Übertragungsmittel zwischen Elektromotor und Arbeitsmaschine in Anwendung kommen, wie gemeinsame Wellen für den Läufer des Motors und die Arbeitsmaschine, Kuppelungen, Zahnräder, Schneckengetriebe, Reibungsräder. — Fast auf allen maschinellen Gebieten, zuletzt im Hütten- und Schiffsbetrieb, haben die ‚Elektromechanischen Anwendungen' mit Erfolg Eingang gefunden, um immer weiter an Verbreitung zu gewinnen. Über die hierbei in Betracht kommenden Grundlagen, Konstruktionsbedingungen, Konstruktionsarten und -formen, Betriebsarten und -erfahrungen soll diese Arbeit Auskunft geben, dem Konstrukteur des mechanischen, wie jenem des elektrischen Teiles Vorbilder von bewährten Ausführungen bieten, dem Fabrikanten zeigen, wie da und dort durch ‚Elektromechanische Anwendungen' vieles im Betriebe vereinfacht und ökonomischer gestaltet werden kann." — Der Verfasser hat es verstanden, den ungeheuren Stoff übersichtlich zu ordnen. Selbstverständlich konnte nur eine gewisse Auswahl geboten werden, und diese Auswahl scheint mir in sehr zweckmäßiger Weise getroffen worden zu sein. Die Darstellung ist bei aller Knappheit — eine solche ist schon durch den Umfang des Stoffes geboten — klar und frei von Trockenheit. Bei den Abbildungen, mit denen das Buch in geradezu verschwenderischer Fülle ausgestattet worden ist, — man denke, 700 Abbildungen auf etwa 400 Textseiten! — hat Verfasser auf Konstruktionszeichnungen den Hauptwert gelegt, diese aber in ihrer Wirkung durch Hinzufügung photographischer Darstellungen — namentlich dort, „wo es sich darum handelte, die gute Idee der Kombination zwischen Elektromotor und Arbeitsmaschine zu kennzeichnen" — in glücklichster Weise ergänzt. — Dem Verfasser, der sich der ungeheuren Mühe unterzogen hat, den gewaltigen Stoff zu sammeln, zu sichten und zu ordnen, wie der Verlagsfirma, welche sich die vorzügliche Ausstattung des Buches hat angelegen sein lassen, gebührt gleichermaßen Dank und Anerkennung. Möge das Publikum sie ihnen dadurch erweisen, daß es das baldige Erscheinen einer zweiten Auflage zur Notwendigkeit werden läßt! Oder kauft der Deutsche noch immer keine Bücher? — Max Iklé.

Berichtigungen.

Berichtigungen zu der Übersetzung eines Vortrags von W. H. Julius: „Energietransport in der Elektronenwelt". Diese Zeitschr. 9, 469—480, 1908.

S. 469, Sp. 1, Z. 6 v. o. Statt: Wissenschaft lese man: Gemeinschaft.

S. 469, Sp. 1, Z. 7 v. o. Statt: könnten, lese man: konnten.

S. 469, Sp. 2, Z. 14 v. u. Statt: die ihren, lese man: das seinen.

S. 470, Sp. 1, Z. 27 v. o. Statt: als einen sehr kleinen Teil des gewöhnlich kugelförmig gedachten Raumes, lese man: als einen sehr kleinen, gewöhnlich kugelförmig gedachten, Teil des Raumes.

S. 470, Sp. 2, Z. 11 v. o. Statt: Wir haben die Absicht, uns mehr mit der Beschreibung der Erscheinungen zu beschäftigen, lese man: Wir haben uns mit demselben, bei der Beschreibung der Erscheinungen, weit mehr zu beschäftigen.

S. 471, Sp. 1, Z. 2 v. u. Statt: so ist diese Methode nichts anderes als eine Rückkehr, lese man: so ist dieses Verfahren etwas anderes als eine bloße Rückkehr.

S. 471, Sp. 2, Z. 7 v. o. Statt: seine Bausteine ließen die Fabrikmarke der induktiven Wissenschaft vermissen, lese man: seine Bausteine entbehrten der Fabrikmarke der induktiven Wissenschaft.

S. 471, Sp. 2, Z. 26 v. u. Statt: 1000, lese: 100.

S. 472, Sp. 2, Z. 10 v. o. Statt: Jede Abänderung des Bewegungszustandes des Elektrons hat eine Energieausstrahlung zur Folge, d. h. eine Veränderung der Richtung sowohl als der Geschwindigkeit, lese man: Jede Abänderung des Bewegungszustandes des Elektrons, d. h. eine Veränderung der Richtung sowohl als der Geschwindigkeit, hat eine Energieausstrahlung zur Folge.

S. 473, Sp. 1, Z. 28 v. o. Statt: Aus dieser Größe der bekannten Ladung, lese man: Aus dieser Größe, der bekannten Ladung.

S. 473, Sp. 1, Z. 14 v. u. Statt: fortzuschnellenden, lese man: dahineilenden.

S. 473, Sp. 1, Z. 12 v. u. Statt: *X*-Strahlung, lese man: Strahlung.

ibid. Statt: In jedem Falle, lese man: Jedenfalls.

S. 473, Sp. 1, Z. 5 v. u. Statt: d. h., lese man: und.

S. 473, Sp. 1, Z. 2 v. u. Statt: würde die Summe, lese man: würde also die Summe.

S. 473, Sp. 2, Z. 6 v. o. Statt: eine gewisse Absorption, lese man: ein Gewinn durch Absorption.

S. 473, Sp. 2, Z. 27 v. u. Statt: Strahlen ist, lese man: Strahlen isochron ist.

S. 473, Sp. 2, Z. 23 v. u. Statt: sitzt dann sozusagen nur auf den Resonatoren, lese man, wird dann sozusagen nur von den Resonatoren eingefangen.

S. 473, Sp. 2, Z. 2 v. u. Statt: die Energie durch Strahlung erhöht wird, und daher alle Energiebewegungen, lese man: die Energie durch Strahlung erhöht wurde, und daher alle Bewegungen.

S. 474, Sp. 1, Z. 19 v. u. Statt: Wenn das, lese man: Wenn also das.

S. 474, Sp. 2, Z. 21 v. o. Statt: Die Stoffe senden unabhängig von ihrer Natur Strahlen aus, lese man: Die Stoffe senden, je nach ihrer Natur, verschiedene Strahlen aus.

S. 474, Sp. 2, Z. 26 v. u. Statt: herrschen kann, ganz unabhängig, lese man: herrschen muß, abhängig.

S. 476, Sp. 1, Z. 22 und 17 v. u. Statt: Kubikzentimeter, lese man: Quadratzentimeter.

S. 477, Sp. 1, Z. 30 v. o. Statt: *b* steht, lese man: besteht.

S. 478, Sp. 1, Z. 29 v. o. Statt: absorbierenden, lese man: absorbierten.

S. 479, Sp. 2, Z. 18 v. u. Statt: Stadium, lese man: Studium.

S. 480, Sp. 1, Z. 6 v. o. Statt: physikalische, lese man: philosophische.

Tagesereignisse.

Die Königliche Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen veröffentlicht jetzt die Bedingungen, unter denen ein Preis von 100000 Mark für die Lösung des großen Fermatschen Satzes ausgesetzt wurde. Nach der von der Gesellschaft erlassenen Bekanntmachung bemerkt Dr. Paul Wolfskehl in Darmstadt in seinem Testament, daß Fermat mutatis mutandis die Behauptung aufgestellt hat, daß die Gleichung $X^\lambda + Y^\lambda = Z^\lambda$ durch ganze Zahlen unlösbar ist für alle diejenigen Exponenten λ, welche ungerade Primzahlen sind. Dieser Fermatsche Satz ist entweder im Sinne Fermats allgemein oder in Ergänzung der Untersuchungen von Kummer

für alle die Exponenten λ zu beweisen, in denen er überhaupt Geltung hat.

Die Aussetzung des Preises erfolgt unter folgenden Bedingungen: Die Gesellschaft der Wissenschaften entscheidet frei darüber, wem der Preis zuzuerkennen ist. Sie lehnt die Annahme jeder Manuskriptsendung ab, die auf die Bewerbung um den Preis für den Fermatschen Satz Bezug hat; sie berücksichtigt für die Preiszuteilung lediglich solche mathematische Abhandlungen, die in periodischen Zeitschriften, als Monographien oder in Buchform im Buchhandel käuflich erschienen sind. Außer Betracht bleiben für die Verleihung des Preises solche Arbeiten, die in einer Sprache gedruckt sind, welche den zur Beurteilung der Arbeit berufenen Fachgelehrten unverständlich ist. An die Stelle solcher Arbeiten können vom Verfasser als richtig anerkannte Übersetzungen treten. Die Gesellschaft lehnt alle Verantwortlichkeit für eine Nichtberücksichtigung von Arbeiten ab, die nicht zu ihrer Kenntnis gelangt sind, desgleichen für alle Irrtümer, die daraus entspringen könnten, daß der wirkliche Verfasser der Arbeit oder eines Teiles davon als solcher der Gesellschaft unbekannt geblieben ist. Sie behält sich für den Fall, daß an der Lösung der Aufgabe mehrere Personen beteiligt sind, oder die Lösung durch die Arbeiten mehrerer Gelehrter herbeigeführt worden ist, freieste Entscheidung, insbesondere auch die Teilung des Preises nach ihrem Ermessen vor.

Die Zuerkennung des Preises durch die Gesellschaft erfolgt frühestens zwei Jahre nach der Veröffentlichung der zu krönenden Abhandlung. Es soll innerhalb dieses Zeitraumes deutschen und ausländischen Mathematikern Gelegenheit geboten werden, über die Richtigkeit der durch die Veröffentlichung bekannt gewordenen Lösung sich zu äußern. Ist der Preis durch die Gesellschaft zuerkannt, so wird davon den Berechtigten Mitteilung gemacht. Die Zuerkennung des Preises durch die Gesellschaft ist unanfechtbar. Die Auszahlung erfolgt innerhalb dreier Monate nach der Zuerkennung durch die Universitätskasse zu Göttingen. Falls der Preis bis zum 13. September 2007 nicht zuerkannt ist, können Ansprüche auf ihn nicht mehr erhoben werden.

(Göttinger Nachrichten.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Gießen Dr. Erich Beschke und Dr. Otto Keller (früher in Marburg) für Chemie, Dr. K. Noack für Physik, an der Technischen Hochschule in München Dr. August Schmauß für Physik der Atmosphäre, an der Technischen Hochschule in Berlin Dr. Bruno Glatzel für Physik, an der Technischen Hochschule München Dr. Martin Näbauer für Geodäsie, an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. M. J. Striter für Chemie.

Berufen: Geh. Hofrat Professor F. Schur an der Technischen Hochschule Karlsruhe zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Straßburg, der technische Leiter der Filiale der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Neuveville Dr. Maurice Ceresole zum Prof. der technischen Chemie am Polytechnikum Zürich, der o. Professor an der Universität Zürich Dr. Heinrich Burkhardt zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule München, der bisherige Redakteur der Zeitschrift für Elektrochemie Dr. H. Danneel in das Konsortium für elektrochemische Industrie in Nürnberg.

Ernannt: Der Mitarbeiter an der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Rudolf Rothe zum etatsmäßigen Professor der Physik an der Bergakademie zu Klausthal, Professor Dr. W. A. Walker zum Leiter des neuen Laboratoriums für angewandte Chemie am Institut für Technologie in Boston, H. L. Smith zum Lehrer der angewandten Chemie an der Universität London, Dr. H. L. Wheeler zum Professor der organischen Chemie an der Yale-Universität in New Haven, Dr. C. C. Parry, C. W. Bates und C. D. Cooksey zu Dozenten der Physik ebenda, zu Assistent-Professoren an der Universität Wisconsin Dr. W. L. Koelker (Chemie), Dr. O. P. Watts (chemisches Ingenieurwesen), Dr. J. H. Mathews (Physikalische Chemie), der a. o. Professor für Astronomie an der Universität Berlin, Dr. Fr. Ristenpart zum ord. Professor der Astronomie und Direktor der Sternwarte in Santiago de Chile, Dr. Heinrich Moritz zum Direktor der Sternwarte in Rio de Janeiro, Professor Dr. James Walker in Dundee zum Professor der Chemie an der Universität Edinburg, der Privatdozent an der böhmischen Universität Prag (früher an der Technischen Hochschule Darmstadt), Dr. Gottlieb Kučera zum etatsmäßigen a. o. Professor für Experimentalphysik an derselben Universität.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Halle Dr. E. Erdmann der Titel Professor.

Gestorben: Der Professor der Physik am Holloway College und Sekretär der London Physical Society Dr. W. K. Cassie, der Professor der Chemie an der Universität Tomsk E. V. Werner, der Direktor der Sternwarte in Rio de Janeiro Dr. Luiz Cruls, der Observator am Institut für luftelektrische Forschungen in Göttingen Dr. Karl Zoeppritz, der Chemiker Dr. G. C. Taylor in Oklahama City.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 18 am 31. August 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Zenneck, Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie. S. 553.

R. Rüdenberg, Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl. S. 556.

R. Holm, Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule. S. 558.

H. A. Lorentz, Zur Strahlungstheorie. S. 562.

J. v. Geitler, Ein einfacher Polarisationsversuch. S. 563.

H. Erfle, Zur Brechung und Absorption des Lichtes in absorbierenden Medien. S. 563.

J. Tuma, Eine Methode zur Messung des Momentanwertes einer Rotationsgeschwindigkeit. S. 565.

Chr. Ries, Einfluß der Feuchtigkeit auf die elektrischen Eigenschaften des Selens. S. 569.

Besprechungen:

G. Tammann, Über die Beziehungen zwischen den inneren Kräften und Eigenschaften der Lösungen. S. 582.

J. Chappuis und A. Berget, Vorlesungen über allgemeine Physik. I. S. 582.

R. Börnstein, Die Lehre von der Wärme. S. 583.

H. Thurn, Die Funkentelegraphie. S. 583.

J. Scheiner, Populäre Astrophysik. S. 583.

J. J. Weyrauch, Grundriß der Wärmtheorie. S. 584.

Tagesereignisse. S. 584.

Personalien. S. 584.

Gesuche. S. 584.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie.

Von J. Zenneck.

I.

Die Wirkung der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie findet keine Erklärung, solange man die Erde als sehr gut leitend betrachtet.

Nehmen wir als Beispiel den Marconischen Sender (Fig. 1). Wenn man die Erde als extrem gut leitend voraussetzt, so ist man bekanntlich berechtigt den Sender von Fig. 1 und die

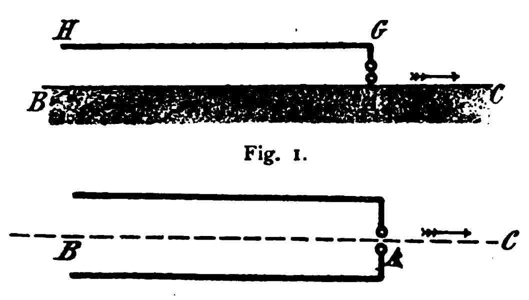


Fig. 1.

Fig. 2.

Wirkung des Bodens zu ersetzen durch den Sender von Fig. 2 ohne Boden und das elektrische Feld dieses Senders zu berechnen aus der Senkung der einzelnen Stromelemente.[1]) Bei ebener Erdoberfläche würde es dann für die Wirkung auf einen Empfänger ankommen auf das Feld in der Äquatorebene und damit auf die Energiestrahlung in der Richtung der Äquatorebene, d. h. in der Richtung der Erdoberfläche.

Für das Feld in der Äquatorebene heben sich aber die Beiträge der beiden horizontalen Teile der Antenne um so mehr auf, je größer die Entfernung des Empfängers vom Sender ist. Für sehr große Entfernungen, um die es sich bei der drahtlosen Telegraphie immer handelt, bleibt praktisch nur übrig die Wirkung des vertikalen Teils und diese ist aus Symmetriegründen für alle Richtungen dieselbe. Der Sender könnte nicht für gerichtete Telegraphie gebraucht werden.[2])

Da tatsächlich der Sender von Fig. 1 nach den Versuchen von Marconi auch auf sehr große Entfernungen als gerichteter Sender wirkt, so muß bei seiner Wirkung das geringe Leitvermögen der Erde eine wesentliche Rolle spielen.[3])

II.

Es soll deshalb vorerst untersucht werden, welchen Einfluß ein schlechtes Leitvermögen der Erde haben würde, wenn die Erdoberfläche eben wäre. Das Leitvermögen soll aber immerhin als so groß vorausgesetzt werden, daß die Wellen die Erdoberfläche als Führung benützen.

Dann gelten jedenfalls annähernd die Beziehungen, die ich früher abgeleitet habe.[4])

1) Vgl. z. B. M. Abraham, Theorie der Elektrizität, II, S. 286. Leipzig 1905.

2) Daß der Versuch von J. A. Fleming (Electrician **57**, 455f., 1906), die Wirkung des Marconi-Senders unter Beibehaltung der Annahme eines extrem guten Leitvermögens der Erde zu erklären, als verfehlt zu betrachten ist, haben K. Uller (diese Ztschr. **8**, 193, 1907) u. L. Mandelstam (Jahrbuch für drahtl. Telegr. 1, 291 u. 333, 1908) nachgewiesen.

3) Herr K. Uller (diese Ztschr. **8**, 193, 1907) hat eine Erklärung der Wirkung des Marconi-Senders gegeben, die ebenfalls das beschränkte Leitvermögen der Erde zur Voraussetzung hat. Das wesentliche dieser Erklärung ist die stärkere Absorption der Wellen durch den Erdboden auf der konkaven Seite des Senders. Daß eine solche tatsächlich eintritt, ist nach den Ausführungen des Herrn Uller sehr wahrscheinlich. Dieser Grund kommt also zu den im folgenden erwähnten und besonders betonten noch hinzu.

4) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **23**, 846, 1907; vgl. auch K. Uller, Diss. Rostock 1904.

Aus denselben ergibt sich, daß die Richtung des elektrischen Felds an der Erdoberfläche nicht mehr senkrecht zu derselben ist. Der Winkel, den das elektrische Feld mit der Erdoberfläche bildet, kann während einer Periode variieren. Den folgenden qualitativen Betrachtungen soll ein gewisser Mittelwert α dieses Winkels zugrunde gelegt werden, so daß also das elektrische Feld E an der Erdoberfläche die Gestalt von Fig. 3

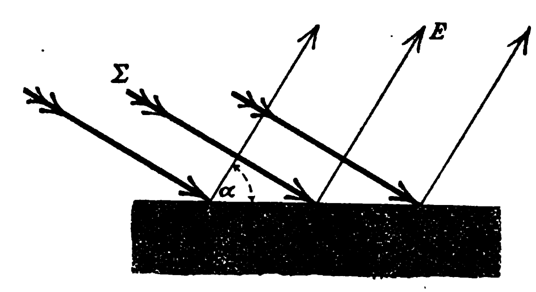


Fig. 3.

haben würde. Dem entspricht als Richtung der „mittleren Energiestrahlung“[5]) die in Fig. 3 mit Σ bezeichnete; andererseits muß alle Energie in letzter Linie vom Sender kommen. Es werden demnach die Kurven der mittlern Strahlung zwischen Sender und Empfänger von der Art sein, wie die in Fig. 4 gestrichelten. Das würde aber heißen: für die Wirkung des Senders A auf den Empfänger E kommt es nicht an auf die Strahlung des Senders in der Richtung der Erdoberfläche, sondern auf die Strahlung in einer Richtung AX (Fig. 4), die



Fig. 4.

einen erheblichen Winkel mit der Erdoberfläche bilden kann („wirksame Strahlungsrichtung“).

Auch die Erdkrümmung wird voraussichtlich daran nichts Wesentliches ändern. Die Strahlungskurven werden wohl ungefähr die

5) K. Uller, Diss. Rostock 1904. Jahrbuch für drahtl. Telegr. 1, 570, 1908.

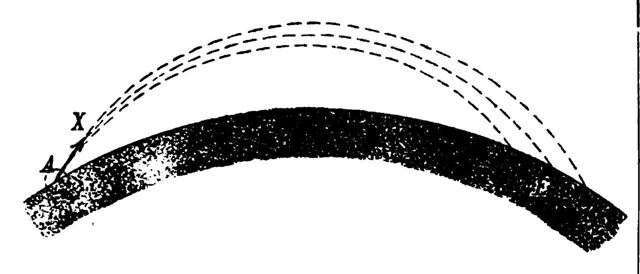


Fig. 5.

Form Fig. 5 annehmen. Der einzige Unterschied könnte der sein, daß die Richtung AX, die jetzt für die Wirkung auf den Empfänger E maßgebend ist, einen noch größeren Winkel mit der Erdoberfläche bildet.

Wesentlich ist aber folgendes. Die wirksame Strahlungsrichtung des Senders für einen bestimmten Empfänger muß unter sonst gleichen Umständen augenscheinlich um so mehr von der horizontalen abweichen, je schiefer die Strahlungsrichtung an der Stelle des Empfängers (Σ Fig. 3) und je größer der Abstand von Sender und Empfänger ist. Für einen Empfänger, der über Seewasser steht, ist die Strahlungsrichtung (Σ Fig. 3) nur sehr wenig gegen die Horizontale geneigt.[6]) Befindet sich also zwischen Sender und Empfänger Seewasser und ist der Empfänger an Bord eines Schiffes angebracht, so weicht die wirksame Strahlungsrichtung (AX) des Senders nur dann erheblich von der horizontalen ab, wenn die Entfernung zwischen Sender und Empfänger sehr groß ist (Fig. 6).

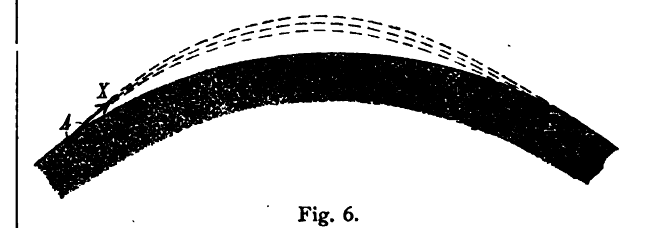


Fig. 6.

Das Resultat ist also: Für die Wirkung eines Senders A auf einen Empfänger E kommt es an auf die Strahlung des Senders in einer Richtung, die einen mehr oder weniger großen Winkel mit der Erdoberfläche bildet. Bei mäßig leitendem festem Boden gilt dies für alle einigermaßen beträchtliche Entfernungen, bei Seewasser nur für sehr große Entfernungen.

III.

Um festzustellen, ob ein Sender AGH (Fig. 7) in einem Punkte E (Fig. 5), der in der Richtung

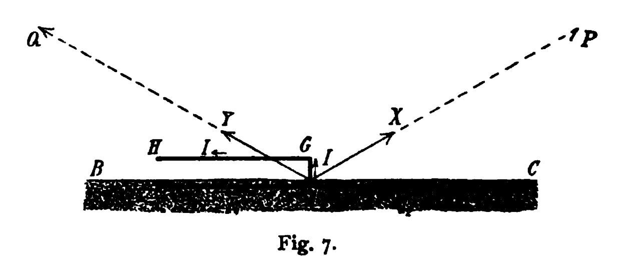


Fig. 7.

AC sehr weit entfernt von A liegt, ein stärkeres elektrisches Feld liefert als in einem ebensoweit entfernten Punkt in der entgegengesetzten

6) Vgl. Fußnote 4.

Richtung AB, hat man zu untersuchen, wie die mittlere Strahlung in der wirksamen Richtung AX sich verhält zu derjenigen in der wirksamen Richtung AY.

Man betrachte zu diesem Zweck einen Punkt P in der Richtung AX (bzw. Q in der Richtung AY), dessen Entfernung einerseits so groß ist, daß das elektrische Feld schon ungefähr die Form hat wie in sehr großer Entfernung, andererseits so klein, daß das elektrische Feld in demselben jedenfalls noch zum größten Teil bestimmt ist durch die Ströme im Sender und in unmittelbarer Umgebung desselben. Dem Quadrat der elektrischen Feldstärke in dem Punkte P (bzw. Q) ist dann die Strahlung in der Richtung AX (bzw. AY) proportional.

Die Ströme, welche für das Feld in P (bzw. Q) in Betracht kommen, sind der Strom I in der Antenne AGH selbst und die Ströme, welche vom Fußpunkt der Antenne in den Erdboden gehen.

Wendet man die Beziehungen für das elektrische Feld von Wechselstromelementen[7]) auf den Strom in der Antenne selbst an, so überzeugt man sich, daß das Feld, das vom vertikalen Teil AG der Antenne herrührt, im Punkte P durch das Feld, das vom Strom im horizontalen Teil GH der Antenne hervorgerufen wird, verstärkt wird.[8])

Im Gegensatz dazu wird im Punkte Q das Feld des vertikalen Teils der Antenne durch dasjenige des horizontalen Teils geschwächt. Soweit also das Feld herrührt von dem Strom in der Antenne selbst, muß die Amplitude desselben größer sein im Punkte P als im Punkte Q.

An diesem Resultate ändern auch die Erdströme von A aus nichts Wesentliches. Für das Feld im Punkte P (bzw. Q) kommt nur in Betracht die Komponente dieser Erdströme längs der Ebene AGH. Man kann sich die Erdströme durch 2 lineare Ströme I_1 und I_2 (Fig. 7) ersetzt denken. Sowohl für das Feld in P als für dasjenige in Q wirkt I_2 in derselben Richtung wie der Strom im horizontalen Teil der Antenne, der Strom I_1 in entgegengesetzter Richtung. Wie man sich leicht überzeugt, ist die Amplitude von I_1 im allgemeinen größer als diejenige von I_2. Es besteht also die Wirkung der Erdströme im wesentlichen darin, das Feld des horizontalen Teils der Antenne etwas abzuschwächen.

Es bleibt aber das Resultat bestehen: Die Amplitude des elektrischen Felds im Punkte P muß größer sein als diejenige im Punkte Q. Daraus folgt: Die mittlere Strahlung in der Richtung AX ist größer als diejenige in der Richtung AY. Daraus und aus II muß geschlossen werden: für Punkte der Erdoberfläche in der Richtung AC ist das elektrische Feld stärker als für die entsprechenden Punkte in der Richtung AB; der Sender muß als gerichteter Sender wirken.

7) Vgl. Fußnote 1.

8) Von P aus gesehen haben die Ströme im horizontalen und vertikalen Teil der Antenne dieselbe Richtung, von Q aus gesehen entgegengesetzte Richtung.

IV.

Aus dem Gesagten ergeben sich folgende Konsequenzen. Aus III. folgt, daß der Unterschied zwischen der Wirkung in der Richtung AC und derjenigen in der Richtung AB um so größer werden muß, je stärker der Strom I_2 im Verhältnis zu I_1 (Fig. 7) ist.

1. Der Strom I_2 kann auf schlecht leitendem Boden dadurch verstärkt werden, daß man an den Fußpunkt der Antenne ein längliches Drahtnetz anschließt und dieses in der Richtung AC oberhalb oder in der Erde ausspannt.

Das scheint in der Tat nach den bisherigen Erfahrungen sehr günstig zu wirken.[9])

2. Im Falle eines sehr gut leitenden Bodens fällt der Strom I_2 fast ganz weg (vgl. *a*). Der Strom I_1, das Spiegelbild des Stromes I in der Antenne, muß dann die Wirkung des horizontalen Teils der Antenne fast ganz aufheben. Ein Sender von der Form Fig. 1 kann also keine oder nur eine sehr schwache Richtbarkeit der Wellen ergeben, wenn er sich über Seewasser befindet. Auch das scheint durch die Erfahrung bestätigt zu werden.[10])

Die angegebene Auffassung erklärt auch ohne weiteres die Wirkung aller übrigen Sender, die für gerichtete Telegraphie benutzt wurden, besonders auch der schiefen Antennen von F. Braun und von Sigsfeld[11]) und derjenigen von E. Bellini und A. Tosi.[12]) Sie würde auch die Beobachtung Marconis[13]) verständlich machen, daß beim Telegraphieren über See der Einfluß von Tag und Nacht nur bei verhältnismäßig großen Entfernungen (von ca. 250 km an) sich bemerkbar machte: nur bei großen Entfernungen passiert (nach III) der Teil der Welle, welcher zum Empfänger gelangt, die oberen Atmosphärenschichten, auf deren Leitvermögen das Sonnenlicht einen merklichen Einfluß ausüben kann. Daß die Auffassung den

9) Die Versuche von K. E. F. Schmidt (diese Ztschr. **8**, 5, 1907), der mit einer vertikalen Antenne und einseitig ausgespanntem Erdnetz arbeitete, erklären sich ebenfalls dadurch ohne weiteres.

10) Ich glaube das aus einer Mitteilung schließen zu müssen, die ich der Freundlichkeit des Direktors der Marconi-Gesellschaft verdanke.

11) Vgl. z. B. F. Braun, Jahrb. f. drahtl. Telegr. **1**, 1ff., 1907.

12) E. Bellini u. A. Tosi, Electrician **60**, 748f., 1908. Vermutlich sind auch die Anordnungen von Artom ebenso zu erklären.

13) G. Marconi, Electrician **54**, 824, 1905.

oberen Atmosphärenschichten überhaupt eine ganz besondere Rolle für die Fortpflanzung der Wellen zuweist, kann wohl nur zu ihrer Empfehlung dienen.[14])

Ernstliche Bedenken gegen die angegebene Auffassung scheinen mir nicht vorzuliegen. Daß das Vorstehende weit davon entfernt ist, diese Auffassung streng zu beweisen, darüber kann kein Zweifel sein.

Auf der anderen Seite handelt es sich bei den Sendern für gerichtete Telegraphie um eine Anordnung, die das größte praktische Interesse beanspruchen muß, seitdem es damit zum ersten Male gelungen ist, einen regelmäßigen transatlantischen Verkehr einzurichten. Eine strenge mathematische Behandlung des Problems führt jedenfalls auf ungeheure Schwierigkeiten, so daß seine Lösung wohl von der nächsten Zeit nicht zu erwarten ist. Für die Zwischenzeit darf man wohl die angegebene Auffassung[15]) als ein wenigstens erlaubtes Aushilfsmittel betrachten.

14) Wenn die oberen Atmosphärenschichten wirklich ein so hohes Leitvermögen bekommen können, wie es zum Teil angenommen wird, könnte dadurch übrigens der Verlauf der Kurven der mittleren Strahlung (Fig. 5) erheblich beeinflußt werden.

15) Zusammen mit dem Gesichtspunkt, auf den K. Uller (Fußnote 3) hingewiesen hat.

Braunschweig, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 12. Juli 1908.)

Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl.

Von Reinhold Rüdenberg.

In dieser Zeitschrift 8, 924, 1907 übt Herr O. M. Corbino eine eigenartig scharfe Kritik an meiner Veröffentlichung über die Erzeugung von Wechselströmen mittels kondensatorbelasteter Kollektordynamomaschinen (diese Zeitschrift 8, 668, 1907).

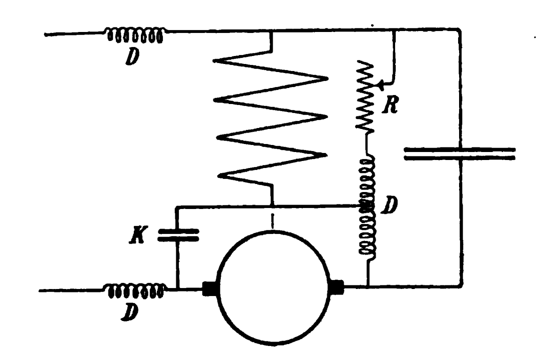
Zunächst nimmt er mit Emphase „die Methode in all ihren Einzelheiten als sein geistiges Eigentum" in Anspruch, da er das Prinzip derselben bereits im Jahre 1904 veröffentlicht habe. Mit meinen Versuchen sei ich ihm nur deshalb „zuvorgekommen", weil er sich bisher nur mit hochfrequenten Strömen beschäftigt habe, übrigens habe er jetzt „mein weniger ansehnliches Ergebnis", nämlich die erreichte Wechselstromfrequenz von 70 pro Sekunde, um das Doppelte übertroffen.

Ich möchte dazu bemerken, daß ich niemals die Absicht hatte, mit der kleinen normalen Dynamomaschine, die zu den Experimenten diente, irgendwelche Rekordversuche anzustellen, da mir meine Berechnungen klar zeigten, daß es mit Eisen enthaltenden Maschinen doch nicht möglich ist, Hochfrequenzströme zu erzeugen, sondern daß man dazu eisenfreier Dynamos bedarf, die sich in gut ausführbaren Abmessungen herstellen lassen. Merkwürdigerweise ist Herr Corbino in einer neueren Veröffentlichung (diese Zeitschrift 9, 193, 1908) zu genau derselben Ansicht gelangt, die er früher in seiner Kritik als „sehr gewagt" verworfen hatte. Es zwangen ihn erst Mißerfolge an drei eigens zu diesen Zwecken konstruierten Maschinen dazu, meiner Anschauung beizutreten.

Was nun das „geistige Eigentum" an der Methode anbelangt, so gestehe ich gern, daß mir die frühere kurze Arbeit von Herrn Corbino unbekannt gewesen war, was er mir gewiß zum Vorwurfe machen darf. Einen viel ernsteren Vorwurf muß er dann aber gegen sich selbst erheben, denn in derselben Zeitschrift, die er als Beleg für seine Priorität anführt, findet sich bereits 12 Jahre zuvor[1]) eine Arbeit von G. F. Fitzgerald (Éclairage Électrique, 18, 386, 1892) über die „Erzeugung elektrischer Schwingungen durch elektromagnetische und elektrostatische Maschinen", die zwar längst nicht alle die Punkte enthält, die in meiner Veröffentlichung berührt sind, in der sich aber sämtliche in Frage kommenden Einzelheiten des früheren Corbinoschen Artikels finden. Herr Corbino kann sich nach alledem also weder die Priorität des Prinzips der Methode, noch der Anstellung von Versuchen noch irgendeines anderen Gedankens meiner Veröffentlichung zusprechen.

Wie ungerechtfertigt die Angriffe von Herrn Corbino sind, geht besonders deutlich aus dem letzten Punkte seiner Kritik hervor, indem er meine Angabe bestreitet, daß man „eine Kollektordynamo gleichzeitig als Motor mit Gleichstrom und als Generator für Wechselstrom laufen lassen kann — so daß man eines besonderen Antriebsmotors nicht bedarf — wobei eine Trennung der beiden Stromarten durch eingeschaltete Selbstinduktionsspulen und Kapazitätszellen leicht zu bewirken ist". Daß eine Seriendynamo, wie er betont, als Motor und als Generator im entgegengesetzten Drehsinne laufen müßte, ist mir wirklich nicht ganz unbekannt gewesen; Herrn Corbino scheint es aber nicht bekannt zu sein, daß man, statt den Drehsinn zu ändern, auch die Stromrichtung im Anker oder Erregerfeld umschalten kann, um aus dem Motor einen Generator zu machen. Würde er z. B. die Schaltung der Figur (S. 557) anwenden, in der durch die Drosselspulen D und die Kapazität K erreicht ist, daß die Gleich- und Wechselströme den Erregerkreis gleichsinnig,

1) Ich wurde durch die frdl. Mitteilungen von Herrn J. Bethenod kürzlich auf diese Veröffentlichung aufmerksam.



den Anker gegenläufig durchfließen und in der R einen Regulierwiderstand bedeutet, so dürfte ihm den Versuch gelingen.

In einer weiteren Veröffentlichung (diese Zeitschrift 9, 195, 1908) kommt Herr Corbino auf den zuletzt besprochenen vermeintlichen Fehler meiner Arbeit wieder zurück, und bemüht sich, eine andere Anordnung zu finden, die vermittels einer einzigen Dynamo Gleichstrom in Wechselstrom zu verwandeln gestattet. Es sind in Wirklichkeit eine Reihe derartiger Schaltungen möglich, eine recht interessante ist die von Herrn Corbino vorgeschlagene Nebenschlußmaschine mit Gleichstromzuführung im Erregerkreise, nur befindet er sich im Irrtum über die angeblichen Vorteile hinsichtlich der erforderlichen Geschwindigkeit dieser Anordnung.

Um Selbsterregung zu ermöglichen, bedarf jede Dynamomaschine einer bestimmten Umdrehungsgeschwindigkeit, oberhalb deren sie erst äußere Arbeit leisten kann. Herr Corbino sucht nun zu beweisen, daß die Nebenschlußanordnung eine geringere derartige kritische Geschwindigkeit besitzt, als die Serienanordnung, was ihm aber nur unter Annahme bestimmter Wicklungsverhältnisse gelingt, die er genau so gut so hätte wählen können, daß das entgegengesetzte Resultat herauskommt. In der Tat wird niemand daran denken, etwa eine als Nebenschlußdynamo gebaute Maschine als Hauptstromdynamo verwenden zu wollen, da man sonst einen minimalen Wirkungsgrad zu erwarten hätte. Die kritische Tourenzahl und die Größe des Wirkungsgrades hängen in Wirklichkeit nur von der geometrischen Anordnung der Maschine ab, sofern man dafür sorgt, daß stets die günstigsten Wicklungsverhältnisse ausgeführt sind.

Durch eine kurze Energiebetrachtung läßt sich der Beweis für diesen Satz führen. Im Feld- und Ankerstromkreise werden durch Joulesche Wärme die Energiemengen vergeudet:

$$W = R_f i_f^2 + R_a i_a^2, \tag{1}$$

während durch die Rotation des Ankers der Betrag

$$A = K i_f i_a \tag{2}$$

erzeugt wird. Ki_f bedeutet darin die EMK. des Ankers, die bei einer eisenlosen Maschine außer der Feldstromstärke noch der Windungszahl N in Feld- und Ankerwicklung, sowie der Tourenzahl n proportional ist:

$$A = \varkappa \cdot N_f N_a i_f i_a n. \tag{1a}$$

Der Proportionalitätsfaktor $\varkappa$ enthält dann nur noch die geometrischen Dimensionen der Maschine. Sind diese gegeben, dann hängen die Ohmschen Widerstände vom Quadrate der Windungszahlen ab, so daß man schreiben kann

$$W = \varrho_f N_f^2 i_f^2 + \varrho_a N_a^2 i_a^2, \tag{2a}$$

wobei die Werte von ϱ die Abmessungen der Kupferquerschnitte und deren spezifische Leitfähigkeit enthalten.

Der elektrische Wirkungsgrad ist als Verhältnis der nutzbar abgegebenen zur aufgewandten Energiemenge:

$$\eta = \frac{A - W}{A} = 1 - \frac{1}{\varkappa n}\left\{\varrho_f \frac{N_f i_f}{N_a i_a} + \varrho_a \frac{N_a i_a}{N_f i_f}\right\}, \tag{3}$$

er besitzt ein Maximum für ein ganz bestimmtes Verhältnis der Amperewindungen im Feld- und Ankerkreis, nämlich für

$$\frac{N_f i_f}{N_a i_a} = \sqrt{\frac{\varrho_a}{\varrho_f}} \tag{4}$$

und wird dann

$$\eta_{\max} = 1 - \frac{2\sqrt{\varrho_a \varrho_f}}{\varkappa n}. \tag{5}$$

Die Optimumsbedingung (4), die man auch in der Form

$$R_f i_f^2 = R_a i_a^2 \tag{4a}$$

schreiben kann, drückt aus, daß Ankerverlust und Erregerverlust gleich sein sollten; sie läßt sich bei vorgeschriebener Schaltung, d. h. bei gegebenem $\frac{i_f}{i_a}$, nur durch richtige Wahl des Windungsverhältnisses erfüllen. Hat man dies aber einmal getan — es ergeben sich natürlich bei Nebenschluß- und Serienmaschinen gänzlich verschiedene Werte — dann hängt der Wirkungsgrad überhaupt nicht mehr von der speziellen Schaltung ab, sondern ist nur durch Dimensionen und Tourenzahl bestimmt.

Die kritische Tourenzahl selbst, die durch $\eta = 0$ bestimmt wird, ist dann

$$n_0 = \frac{2}{\varkappa}\sqrt{\varrho_a \varrho_f}, \tag{6}$$

sie ist ebenfalls unabhängig von der Schaltung. Da übrigens nach ihren Definitionen die Größe $\varkappa$ direkt, ϱ dagegen umgekehrt proportional den linearen Dimensionen der Maschine sind, so nimmt die zum Betriebe mindestens notwendige Tourenzahl n_0 bei ähnlich gebauten Modellen umgekehrt wie das Quadrat der Abmessungen ab, so daß man bei großen Maschinen günstigere Verhältnisse für die mechanische Festigkeit erhält als bei kleinen.

Es geht aus diesen Rechnungen hervor, daß das Urteil, das Herr Corbino zugunsten der Nebenschlußdynamo fällt, nur dadurch zustande kommt, daß er eine richtig gebaute Nebenschlußmaschine mit einer verkehrt konstruierten Serienmaschine vergleicht. Sämtliche Vorteile, die er dem Nebenschlußsystem zuschreibt, sind daher in Wirklichkeit nicht vorhanden.

Göttingen, 8. Juni 1908.

(Eingegangen 11. Juni 1908.)

Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule.

Von R. Holm.

Auf Anregung von Geheimrat Riecke studierte ich im Göttinger physikalischen Institut eine Zeitlang die Glimmentladung mit geschichteter positiver Säule. Ich machte hauptsächlich Messungen des Potentialgefälles und der Schichtenlänge in der positiven Säule.

Die komplizierte funktionelle Abhängigkeit dieser Größen von Stromstärke und Gasdruck fiel mir bald auf. Die bisherige Theorie (siehe z. B. Winkelmann, Handb. d. Physik **4**, 470) erklärt von dem eigentümlichen Phänomen eigentlich nur die Wiederholung der Schichten. Für die Begründung einer besseren Theorie war bisher das Beobachtungsmaterial sehr mangelhaft. Ich habe einen Anfang zu einer vollständigeren Beobachtungssammlung gemacht. Ein ausführlicher Bericht über meine hierhergehörigen Untersuchungen ist in den Abhandlungen der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. N. F. **6**, 2 (Weidmannsche Buchhandl., Berlin 1908) erschienen.

Meine Messungen des Spannungsabfalles geschahen nach folgenden zwei Methoden:

Methode I (angegeben von Prof. J. Stark).

In einem gleichmäßig dicken Entladungsrohr mit beweglicher Anode werden Beobachtungen mit zwei Anodenlagen unter Beibehaltung der Stromstärke gemacht. Die Anodenlagen sind so gewählt, daß die leuchtende Schicht dicht bei der Anode in beiden Fällen dasselbe Aussehen hat. Alle Teile in der Glimmentladung sind dann gleich in beiden Fällen, außer daß in dem einen Falle die Anzahl n_1, in dem anderen die Anzahl n_2 Schichten vorkommen. Ist nun im ersten Falle die Spannung zwischen einem bestimmten Punkt (einer Platinsonde, S in Fig. 1) in dem unverändert bleibenden negativen Glimmlicht und der Anode V_1, in dem anderen Falle V_2, so ist das Potentialgefälle p von einer Schicht zur folgenden im Mittel

$$p = \frac{V_1 - V_2}{n_1 - n_2}.$$

Methode II (H. A. Wilsons Methode).

Die beiden Elektroden und mit ihnen das ganze Glimmlichtphänomen sind beweglich, so daß verschiedene Teile des Glimmlichts für zwei feste Sonden eingestellt werden können, die nacheinander mit ein paar mm Abstand in das Glimmlicht eintauchen. Zwischen diesen wird die Potentialdifferenz gemessen, wodurch ein Maß für das Potentialgefälle im eingestellten Teil des Glimmlichts erhalten wird.

Bezüglich der Meßapparate und deren Eichung siehe meine erwähnte Abhandlung. Besonders weise ich auf die Isolierungsprüfungen daselbst in § 15 hin.

Bei den Messungen nach Methode I habe ich gleichzeitig Messungen von Schichtenlängen gemacht.

Wasserstoff, Stickstoff und Helium wurden untersucht.

Ich verwandte zwei Beobachtungsrohre:

Rohr I mit lichtem Durchmesser 40 mm, Rohr II mit lichtem Durchmesser 20,3 mm. Die Rohre wurden in horizontaler Lage und bei horizontaler Stellung der betr. Sonden angewendet.

Beide Elektroden in Rohr I, die Anode in Rohr II und die Sonden S und s in Rohr I

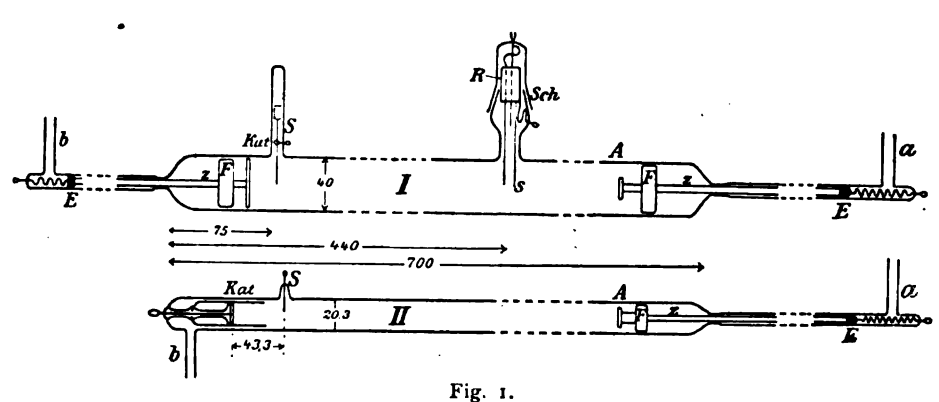


Fig. 1.

waren magnetisch verschiebbar. Die Sonden waren verschiebbar um in Rohr I den beweglichen Elektroden Platz machen zu können.

Die wichtigsten Messungsresultate werden hier durch Diagramme wiedergegeben (Fig. 2 und 3).

Bezeichnungen:

Gasdruck in mm Quecksilber gemessen B

Stromstärke in Milliampère gemessen $\mathfrak{J}$

Mittlerer Abstand in mm zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schichten, Schichtenlänge SS

Mittleres Potentialgefälle von einer Schicht zur folgenden (vgl. Methode I) p.

Die Diagramme A haben die Koordinaten p und $\mathfrak{J}$,

die Diagramme B haben die Koordinaten SS und $\mathfrak{J}$.

In diese Koordinatensysteme sind die einzelnen Messungen auspunktiert, und durch diejenigen Punkte, die demselben Druck angehören, sind Kurven gezogen. Die die Kurven unterbrechenden Ziffern geben den betr. B an.



Fig. 2.

Die betr. Gase und Rohre, auf die sich die Diagramme beziehen, sind an den Diagrammen vermerkt. Es muß aber bemerkt werden:

1. daß in den Diagrammen 2 die ausgezogenen Kurven sich auf von *Hg* nicht sehr gut befreiten H_2 beziehen, während die gestrichelten Kurven und die kleinen Kreise von Beobachtungen an sehr reinem H_2 herrühren;

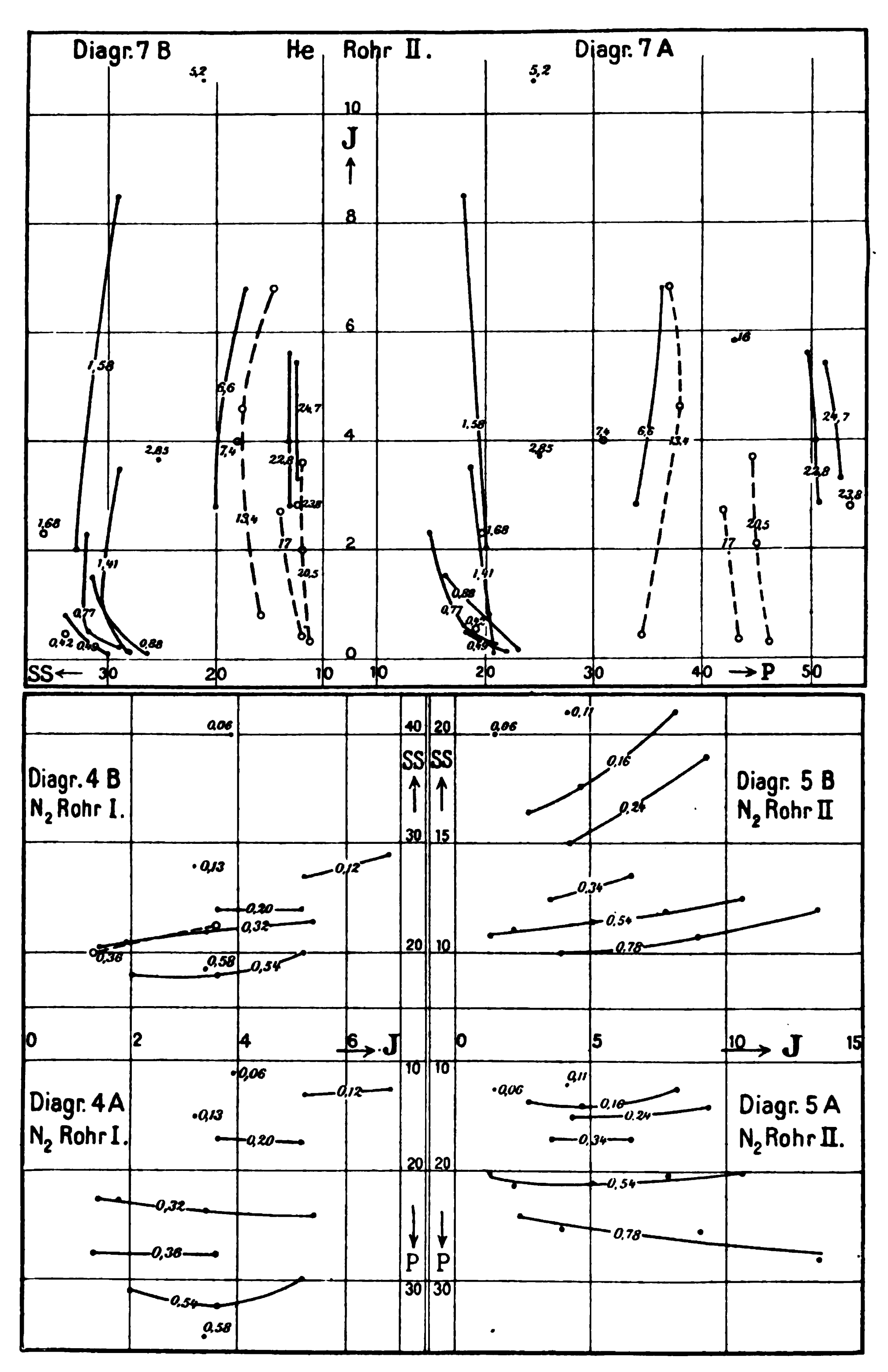


Fig. 3.

2. daß in den Diagrammen 7 die kleinen Kreise und die gestrichelten Kurven Beobachtungen an weniger reinem *He*-Gas als die übrigen Beobachtungen bezeichnen.

Die Messungen nach Methode II wurden im Rohr I ausgeführt.

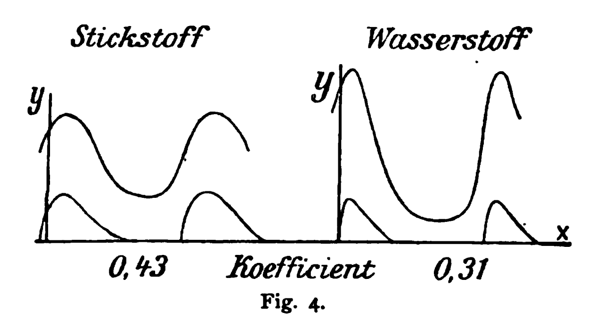


Fig. 4.

Fig. 4 zeigt zwei von diesen Messungen herrührende Kurven, die eine für H_2, $B = 0{,}55$, $J = 2$; die andere für N_2, $B = 0{,}36$, $J = 3{,}6$. Die Abszissen x geben die Längen an. Die Ordinaten y der unteren Kurven geben die Lichtintensität in den Schichten nach Schätzung an. Diesen unteren Kurven zugeordnet sind die oberen mit Potentialgefälle als Ordinate. Die Verteilung des Potentialgefälles ist so gezeichnet, wie sie mir nach mehreren Sondierungen hin und her durch zwei Schichten zu sein schien.

Aus diesen Kurven läßt sich berechnen (durch Flächenmessung), daß, wenn M und m bezw. Maximum und Minimum des Potentialgefälles bedeuten, so wird das mittlere Potentialgefälle in einer Schicht

in H_2: $y_1 = m_1 + 0{,}31\,(M_1 - m_1)$

in N_2: $y_2 = m_2 + 0{,}43\,(M_2 - m_2)$.

Die Potentialdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schichten soll also sein

für H_2, $B = 0{,}55$, $J = 2$

$$p_1 = \{m_1 + 0{,}31\,(M_1 - m_1)\} \cdot SS_1,$$

für N_2, $B = 0{,}36$, $J = 3{,}6$

$$p_2 = \{m_2 + 0{,}43\,(M_2 - m_2)\} \cdot SS_2.$$

Die Beobachtungen ergaben

$M_1 = 26{,}5$ Volt/cm; $m_1 = 4{,}7$ Volt/cm;
$SS_1 = 1{,}7$ cm,
$M_2 = 19{,}1$ Volt/cm; $m_2 = 6{,}8$ Volt/cm;
$SS_2 = 2{,}25$ cm,

woraus sich berechnet

$$p_1 = 19{,}5 \text{ Volt}, \quad p_2 = 27 \text{ Volt}.$$

Messungen von denselben Größen p_1 und p_2 nach der Methode I ergaben in guter Übereinstimmung mit dem vorigen Resultat

$$p_1 = 19 \text{ Volt}, \quad p_2 = 27{,}5 \text{ Volt}.$$

In der erwähnten ausführlichen Abhandlung gebe ich mehrere Beispiele von Übereinstimmung zwischen den Messungen nach den beiden Methoden I und II. Da die Methode I für die Messung von p ziemlich einwandfrei sein dürfte, so spricht dies dafür, daß Messungen des Potentialgefälles mit zwei Sonden gleich nacheinander qualitativ und auch quantitativ recht zuverlässige Resultate geben. Das ist nicht ohne weiteres zu erwarten. Man bedenke, daß die freie Weglänge der Elektronen bei den betreffenden Drucken etwa 0,5 bis 3 mm beträgt[1]), das heißt von derselben Größenordnung ist, wie der Abstand zwischen den Sonden. Ich will indessen ausdrücklich betonen, daß ich meine hierhergehörigen Messungen nicht für ausführlich genug halte. Weitere Prüfungen wären sehr wünschenswert.

Die eintretende deutliche Deformierung der Schichten scheint auf die Messungen wenig verfälschend zu wirken. Dabei muß man natürlich das gemessene Potentialgefälle demjenigen Teil einer Schicht zuschreiben, worin sich die Sonden nach der etwaigen Schichtendeformierung befinden.

Nach der Ionenstoßtheorie[2]) würde ein Minimum von p eine prinzipielle Bedeutung als ein ungefähres Maß der Ionisierungsspannung der negativen Elektronen haben. Was nun auch ein derartiges Minimum wirklich bedeutet, in den Diagrammen 1 und 2 (Beobachtungen an H_2) tendieren die p mit wachsender Verdünnung und Stromstärke deutlich auf ein Minimal-$p = 13$ Volt zu.[3]) Diagramm 7 *A* (Beobachtungen an *He*) deutet auch ein derartiges Minimal-$p = 15$ Volt an. In N_2, Diagramm 4 *A* und 5 *A*, ist die Grenzwertbeschaffenheit des Minimal-p (= etwa 11) nicht so auffallend. Die Schichtung wird da sehr undeutlich und die Messungen unsicher, schon bei Drucken, die ziemlich viel größer sind als die, denen das Minimal-p angehören würde.

In Diagramm 1 *A* sind einige Beobachtungen statt mit Punkten mit ‹ bezeichnet. Das sind Beobachtungen an einer positiven Säule mit paarweise geordneten Schichten. Die hierhergehörigen p-Werte beziehen sich auf ein Schichtenpaar als Einheit.

Wie das Diagramm zeigt, kommt das Doppelschichtphänomen hauptsächlich bei mittleren Drucken vor. In reinerem Gase sind größere Stromstärken als in weniger reinem notwendig,

1) Vgl. Thomson-Marx, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, S. 468. Die da gemachte Berechnung setzt voraus, daß die Elektronen viel größere Geschwindigkeit besitzen als die Moleküle. Diese Voraussetzung ist hier richtig. In H_2, z. B., bei 1 mm Druck und in einem Felde von 10 Volt/cm wächst die Geschwindigkeit der Elektronen $\left(\frac{e}{m} = 1{,}8 \cdot 10^7\right)$ mit einem Betrage gleich der Geschwindigkeit der Moleküle schon in etwa $\frac{1}{50}$ der Zeit des Durchlaufens der freien Weglänge.

2) Vgl. z. B. Winkelmann, Handbuch der Physik **4**, 470; auch Pentscheff, diese Zeitschr. **7**, 463, 1906.

3) Vgl. § 25 in meiner erwähnten Abhandlung.

um Doppelschichten hervorzurufen. Damit hängt zusammen, daß bei mittleren Drucken die gestrichelten Kurven in Diagramm 2 *A*, die von Beobachtungen an sehr reinem Gase herrühren, später (bei größeren Stromstärken) nach links abbiegen als die ausgezogenen Kurven (siehe die Kurven für $B = 0{,}76$ und $B = 0{,}99$), die sich auf weniger reines Gas beziehen. In völlig reinem Gase würden die Doppelschichten vielleicht gänzlich fehlen.

Dem Reinheitsgrad der untersuchten Gase habe ich durch Spektralphotographien eine Art Definition gegeben. Wenn man quer zur Röhre photographiert, so ist zu bemerken, daß in H_2 und N_2 das Spektrum des negativen Glimmlichtes, in *He* dasjenige der positiven Schichten am empfindlichsten gegen Verunreinigung ist.

Eine der schädlichsten Verunreinigungen ist die durch Quecksilberdampf. Ein Kühlrohr dauernd in flüssiger Luft gehalten schützt absolut dagegen. Muß man aber die Kühlung bisweilen, wenn auch nur ein paar Stunden, unterbrechen, so ist es notwendig, für die Zwischenzeit ein besonderes Schutzmittel zu haben. Ich verwandte Pfropfen von versilberter Glaswolle nebst Blattgold. Sind die Elektroden aus Aluminium, so ist, wie manchmal hervorgehoben, dauernder Schutz gegen *Hg*-Dampf besonders notwendig, da der *Hg*-Dampf sich mit dem *Al* amalgamiert und die verschmutzten Elektroden sehr schwer zu reinigen sind. Bei meinen Untersuchungen habe ich leider (siehe die ausführliche Abhandlung) anfangs diese Vorschriften nicht streng befolgt, und es ist mir deshalb nicht gelungen, von *Hg* vollständig befreiten H_2 zu bekommen.

(Eingegangen 7. Juni 1908.)

Zur Strahlungstheorie.

Von H. A. Lorentz.

Die Herren Lummer und Pringsheim haben vollkommen recht in den Bemerkungen[1]), zu welchen mein auf dem Mathematikerkongreß in Rom gehaltener Vortrag sie veranlaßt hat; in meiner Besprechung der Jeansschen Strahlungsformel hatte ich übersehen, daß man die Abweichung derselben von der Erfahrung nicht durch die Annahme eines (was die kürzeren Wellen betrifft) sehr langsamen Energieaustausches erklären kann, ohne mit bekannten Tatsachen in Widerspruch zu geraten. Nur war ich nicht soweit gegangen, mich für die Jeanssche und gegen die Plancksche Theorie zu erklären; ich glaubte eben mich einer Entscheidung zwischen den beiden enthalten zu müssen. Nachdem Herr W. Wien so freundlich gewesen war, mich brieflich auf meinen Fehler aufmerksam zu machen, habe ich diesen in dem Vortrag, wie er in dem Nuovo Cimento und der Revue générale des sciences erscheinen wird, verbessert; auch werde ich der Publikation in den Sitzungsberichten des Kongresses eine Anmerkung in dem gleichen Sinne hinzufügen.

1) Diese Zeitschr. **9**, 449, 1908.

Es sei mir gestattet, jetzt in kurzen Worten noch etwas näher auf die vorliegenden Fragen einzugehen, wobei ich mich übrigens mit großer Reserve ausdrücken möchte. Jeans hat das Gesetz der Strahlung schwarzer Körper aus dem Theorem der sogenannten „Equipartition of energy" abzuleiten versucht, und es ist gewiß sehr merkwürdig, daß ihm dies für lange Wellen auch wirklich gelungen ist. Was die kürzeren Wellen anbelangt, so stand seine Gleichung offenbar mit den Beobachtungen nicht im Einklang. Ich habe nun lange gehofft, es würde möglich sein, auch wenn man sich an die gewöhnlichen Anschauungen der Elektronentheorie, verbunden mit denen der kinetischen Theorien, hält, der allgemeinen Anwendbarkeit jenes Theorems zu entgehen. Diese Hoffnung hat sich nicht erfüllt, und es war eben der Hauptzweck meines Vortrags, zu zeigen, daß sich aus den, man kann wohl sagen, allgemein angenommenen Grundsätzen der Elektronentheorie für ein aus Äther, Atomen und Elektronen bestehendes System Gleichungen ableiten lassen, die die Form der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen haben, und unter Anwendung der Gibbsschen statistischen Mechanik zu der Formel von Jeans führen. Jetzt, da es mir klar geworden ist, auf wie beträchtliche Schwierigkeiten man auf diesem Wege stößt, kann ich nur schließen, daß eine Ableitung der Strahlungsgesetze aus der Elektronentheorie schwerlich ohne tiefgehende Änderung ihrer Grundlagen möglich sein wird, und muß ich die Plancksche Theorie als die einzig haltbare betrachten. Wir werden uns vorstellen müssen, daß der Energieaustausch zwischen ponderabler Materie und Äther zustande kommt durch Vermittlung der von Planck angenommenen Resonatoren oder ähnlicher Teilchen, die sich aus irgendeinem Grunde der Anwendung der Gibbsschen Sätze entziehen.[1]) Daß derartige Teilchen bestehen, ist natürlich sehr gut denkbar und dürfen wir hoffen, daß es Planck einmal gelingen werde, durch geeignete, ihre Eigenschaften betreffende Annahmen die Bedeutung des von ihm erdachten Energieelementes dem Verständnis näher zu

1) Vgl. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, S. 178.



bringen, was ein sehr wichtiger Fortschritt sein wird.

Ich muß indes eine Schwierigkeit hervorheben. Die schönen Erfolge der von Drude entwickelten Theorie der Wärme- und Elektrizitätsleitung machen es höchstwahrscheinlich, daß die Metalle freie Elektronen enthalten, und ich sehe keinen Grund, weshalb die Betrachtungsweise der statistischen Mechanik uns für solche Teilchen versagen sollte. Das würde aber zu der Schlußfolgerung führen, daß sich unter dem Einfluß der Resonatoren ein Gleichgewichtszustand, und unter dem Einfluß der freien Elektronen ein anderer, von jenem verschiedener Zustand einstellen würde.

Man kann nun annehmen, daß, was die kürzeren Wellen betrifft, die freien Elektronen nur einen sehr langsamen, die Resonatoren aber einen viel rascheren Energieübergang herbeiführen können. Ist das der Fall, so ist es möglich, daß die beobachtbaren Erscheinungen nach der Planckschen Theorie verlaufen, indem sie so vor sich gehen, als ob die freien Elektronen gar nicht da wären. Man müßte dann aber annehmen, daß der Einfluß dieser letzteren sich am Ende, wenn man ein System fortwährend sich selbst überläßt, bemerklich machen wird; infolgedessen würde das System, sei es auch äußerst langsam, dem von der Jeansschen Theorie geforderten Endzustande zustreben, ähnlich wie man sich vorstellen kann, daß bei Erwärmung eines mehratomigen Gases die Moleküle die gewissen Freiheitsgraden entsprechenden Energiebeträge erst in einer Zeit erhalten, die viel größer ist, als die auf Bestimmung der spezifischen Wärme verwendete.[1])

Allerdings bliebe bei dieser Auffassung noch ein Punkt der Aufklärung bedürftig. Aus den Messungen von Hagen und Rubens geht hervor, daß das Absorptionsvermögen eines Metalls für lange Wellen sich aus der Leitfähigkeit berechnen läßt. Es muß also die Absorption ebenso wie die Leitung auf einer Bewegung freier Elektronen beruhen, und wenn man dies zugibt, so muß man dasselbe auch von der Emission annehmen, da man das Kirchhoffsche Gesetz nur verstehen kann, wenn man Absorption und Emission auf nahe verwandte Ursachen zurückführt. In der Tat ist es gelungen, für lange Wellen aus der Betrachtung der Emission, von welcher die Stöße der Elektronen gegen die Atome begleitet sind, die richtige Strahlungsformel abzuleiten.[2]) Es fragt sich nun aber, woher es rühre, daß die freien Elektronen, die wir nach diesen Überlegungen als die Zentren der Ausstrahlung sehr langsamer Schwingungen betrachten dürfen, so ganz und gar in den Hintergrund treten, wenn es sich um raschere Schwingungen handelt.

Leiden, den 19. Juli 1908.

(Eingegangen 21. Juli 1908.)

1) Vgl. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, II, S. 131.

2) Es darf indes nicht unerwähnt bleiben, daß sich gegen diese Auffassung einige Bedenken erheben lassen. Siehe J. J. Thomson, The corpuscular theory of matter, S. 85.

Ein einfacher Polarisationsversuch.

Von Josef von Geitler.

Läßt man an einer jener rasch gekühlten Glasplatten, wie sie in jeder physikalischen Sammlung zum Nachweise der akzidentellen Doppelbrechung vorhanden sind, das diffuse Himmelslicht sich spiegeln, so erkennt man sehr deutlich die bekannten, durch die Doppelbrechung des Glases hervorgerufenen Interferenzfiguren. Es bedarf bei diesem Versuche keines besondern Polarisators oder Analysators, denn das Himmels- oder Wolkenlicht ist partiell polarisiert, und den Analysator bildet die rückwärtige Fläche der Glasplatte selbst.

Fällt das Himmelslicht durch die Glasplatte auf eine passend hinter dieselbe gehaltene, unbelegte oder geschwärzte Glasscheibe als Analysator, so wird die Erscheinung noch deutlicher. Man überzeugt sich leicht, daß der Versuch mit einer natürlichen Lichtquelle nicht gelingt.

Da ich nicht ermitteln konnte, ob der beschriebene Versuch bekannt ist, so erlaube ich mir, ihn wegen seiner großen Einfachheit mitzuteilen.

Czernowitz, Physikalisches Institut der k. k. Universität, 21. Juni 1908.

(Eingegangen 24. Juni 1908.)

Zur Brechung und Absorption des Lichtes in absorbierenden Medien.

Von H. Erfle.

Kürzlich habe ich gezeigt[1]), daß in den Absorptionsstreifen der selektiv absorbierenden Metalldämpfe sowohl sehr große Dispersion und Absorption als auch im Zusammenhang damit sehr große und sehr kleine Brechungsexponenten möglich sind nach der Drudeschen, Planckschen und Lorentzschen Theorie. Speziell im Anschluß an die Drudesche Elektronentheorie der Dispersion und Absorption habe ich an dem speziellen Beispiel eines Metalldampfes mit einem Absorptionsstreifen λ_h gezeigt, daß nach dem Formelpaar

1) H. Erfle, Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe, Verhandl. d. deutschen physik. Gesellsch. **10**, 35—53, 1908; vgl. auch das Referat im Archiv für Optik **1**, 289—291, 1908.

(1) $$n^2-(n\varkappa)^2 = 1 + \frac{m_h \lambda^2(\lambda^2-\lambda_h^2)}{(\lambda^2-\lambda_h^2)^2+g_h^2\lambda^2}$$

(2) $$2n\cdot(n\varkappa) = \frac{m_h g_h \lambda^3}{(\lambda^2-\lambda_h^2)^2+g_h^2\lambda^2}$$

mit Benutzung der Konstanten

$$m_h = 55\cdot 10^{-6},\ g_h = 10^{-4}\mu\mu,\ \lambda_h = 589\mu\mu$$

das Minimum des Brechungsexponenten n wird 0,00475 bei 588, 988 $\mu\mu$ und das Maximum 14,02 für die Wellenlänge $\lambda = 589 + 5\cdot 10^{-5}\mu\mu$; das Maximum des Extinktionsmoduls $n\varkappa$ war 13,9 für $589 - 5\cdot 10^{-5}\mu\mu$.

Der Extinktionsmodul $n\varkappa$ ist dadurch definiert, daß ein im Medium fortschreitender Strahl von der auf das Vakuum bezogenen Wellenlänge λ nach Zurücklegung der Strecke λ auf den Bruchteil $e^{-4\pi n\varkappa}$ seiner Intensität gekommen ist.[1])

Man könnte nun vermuten, daß für einen so kleinen Brechungsindex wie 0,00475 ja schon bei ganz kleinen Einfallswinkeln Totalreflexion eintreten müßte.[2]) Doch ist dies nicht der Fall. Es kann vielmehr an keinem stark absorbierenden Medium Totalreflexion eintreten.[3]) Bekanntlich sind bei absorbierenden Medien Brechungsindex und Extinktionsmodul vom Einfallswinkel abhängig. Die in den Formeln (1) und (2) vorkommenden n und $n\varkappa$ beziehen sich auf senkrechte Inzidenz, d. h. auf solche Lichtbewegungen, bei denen die Flächen gleicher Phase mit denen gleicher Amplitude zusammenfallen. Insbesondere bei Metallen mit $n < 1$ nimmt n_φ rasch zu mit wachsendem Einfallswinkel φ, so daß für größere Einfallswinkel n_φ schließlich größer als 1 wird. Da bei Metalldämpfen sehr kleine Brechungsindizes n vorkommen können, so sei im folgenden speziell die Veränderlichkeit des n_φ bei Metalldämpfen für verschiedene Wellenlängen durch einige Zahlenangaben kurz dargestellt.

Zunächst sollen die in Betracht kommenden Formeln angegeben werden, die zuerst von Ketteler theoretisch abgeleitet worden sind und deren Richtigkeit durch du Bois, Rubens, Shea, Pflüger experimentell bewiesen wurde.[4])

Beziehen sich n_r und $(n\varkappa)_r$ auf den Brechungswinkel r, n und $n\varkappa$ auf $r = 0$, dann ist[1])

(3) $$n_r^2 - (n\varkappa)_r^2 = n^2 - (n\varkappa)^2,$$

(4) $$n_r\cdot(n\varkappa)_r\cdot\cos r = n\cdot(n\varkappa),$$

wobei zwischen Einfallswinkel φ und Brechungswinkel r immer die Beziehung besteht:

(5) $$n_r = \frac{\sin\varphi}{\sin r}.$$

r ist der Winkel, den die Ebenen gleicher Amplitude mit denen gleicher Phase bilden. Wenn r zunimmt, dann nimmt $\cos r$ ab und daher nach (4) $n_r\cdot(n\varkappa)_r$ zu. Aus (3) folgt weiter, daß n_r gleichzeitig mit $(n\varkappa)_r$ zu- oder abnimmt, da die Differenz $n_r^2-(n\varkappa)_r^2$ konstant bleibt. Mit wachsendem Brechungswinkel nimmt daher sowohl n_r als auch $(n\varkappa)_r$ zu. Da aus (4) und (5) die Gleichung folgt:

(5a) $$(n_r^2-\sin^2\varphi)\cdot(n\varkappa)_r^2 = n^2(n\varkappa)^2,$$

so ist immer $n_r > \sin\varphi$, d. h. es ist immer $\sin r = \frac{\sin\varphi}{n_r} < 1$, es kann keine totale Reflexion an dem absorbierenden Medium stattfinden. Aus (3), (4), (5) folgt

(6) $$2n_\varphi^2 = \sqrt{[n^2-(n\varkappa)^2-\sin^2\varphi]^2+4n^2(n\varkappa)^2} + [n^2-(n\varkappa)^2+\sin^2\varphi]$$

(7) $$2(n\varkappa)_\varphi^2 = \sqrt{[n^2-(n\varkappa)^2-\sin^2\varphi]^2+4n^2(n\varkappa)^2} - [n^2-(n\varkappa)^2-\sin^2\varphi].$$

In (6) und (7) ist anstatt n_r, $(n\varkappa)_r$ bezw. n_φ, $(n\varkappa)_\varphi$ gesetzt. Führt man in (6) und (7) die von mir in der zitierten Arbeit benutzten Bezeichnungen ein:

(8) $$A = n^2 - (n\varkappa)^2$$

(9) $$B = 2n\cdot(n\varkappa),$$ so erhält man

(10) $$2n_\varphi^2 = \sqrt{(A-\sin^2\varphi)^2+B^2}+(A+\sin^2\varphi)$$

(11) $$2(n\varkappa)_\varphi^2 = \sqrt{(A-\sin^2\varphi)^2+B^2}-(A-\sin^2\varphi).$$

Um auch n_φ und $(n\varkappa)_\varphi$ durch den Brechungswinkel r auszudrücken, leite ich aus (3) und (4) das Formelpaar ab:

(12) $$\begin{cases} 2n_\varphi^2 = \sqrt{A^2+\dfrac{B^2}{\cos^2 r}}+A. \\ 2(n\varkappa)_\varphi^2 = \sqrt{A^2+\dfrac{B^2}{\cos^2 r}}-A. \end{cases}$$

Nachfolgend einige Angaben über n_φ und $(n\varkappa)_\varphi$, berechnet aus der von mir für n und $n\varkappa$ gegebenen Tabelle.[2])

$\lambda = 588,\ 988\ \mu\mu$:

$A = -0{,}325$, $B = 5{,}42\cdot 10^{-3}$, $n = 0{,}00475$, $n\varkappa = 0{,}57$.

Solange nicht $\cos r$ sehr klein (r nahe bei 90^0) ist, wird dann nach (12) näherungsweise

1) Bezeichnung „Extinktionsmodul" nach Kaysers Spektroskopie **3**, 15, 1905. In dem 4. Band von Kaysers Spektroskopie ist für diese Größe die Bezeichnung „Extinktionsindex" eingeführt; vgl. dort S. 291, 292, bes. auch S. 292, Anm. 1. Wo also in den von mir benutzten Gleichungen $n\varkappa$ steht, heißt es im 4. Band von Kaysers Spektroskopie K.

2) Wenn nämlich der Quotient $\sin\varphi/\sin r$ unabhängig von φ gleich 0,00475 wäre, so würde schon für $\sin\varphi = 0{,}00475$ $r = 90^0$ werden (r ist der Brechungswinkel, φ der Einfallswinkel). (φ wäre also ca. 16'.)

3) Vgl. die Darstellung von Pflüger in Kaysers Handbuch der Spektroskopie **4**, 426, 1908 und bes. S. 574—576.

4) Kaysers Spektroskopie **4**, 575, 576, 1908.

1) Kaysers Spektroskopie **4**, 293, Gl. (60a), (60b), 574 Gl. (434). In der Arbeit von A. Pflüger, Wied. Ann. **65**, 215, 1898 muß es heißen: ϱ ist der Brechungswinkel.

2) l. c. S. 44.

$n_\varphi = \frac{B}{2\sqrt{|A|}\cos r} = \frac{n}{\cos r}$ und $(n\varkappa)_\varphi = n\varkappa = \sqrt{|A|}$. Einem Brechungswinkel 45^0 entspricht $n_\varphi = n\sqrt{2}$ und $\sin\varphi = \sqrt{2}\cdot\frac{n}{\sqrt{2}} = 0{,}00475$, d. h. $\varphi = 16'$. Für größere Einfallswinkel ist nach (10) und (11) näherungsweise $n_\varphi = \sin\varphi$, d. h. r nahe 90^0, $(n\varkappa)_\varphi = \sqrt{-A+\sin^2\varphi}$, z.B. für $\varphi = 45^0$, $n_\varphi = 0{,}707$, $(n\varkappa)_\varphi = \sqrt{0{,}825} = 0{,}908$, $\cos r = \frac{n\varkappa\cdot n}{(n\varkappa)_\varphi\cdot n_\varphi} = \frac{0{,}57\cdot 0{,}00475}{0{,}908\cdot 0{,}707}$, d. h. $r = 89^0 45'$.

Für $\varphi = 90^0$ wird $n_\varphi = 1$, genauer $n_\varphi = 1 + \frac{B^2}{8\,A-1} = 1 + 2{,}8\cdot 10^{-6}$; $(n\varkappa)_\varphi = \sqrt{1{,}325} = 1{,}151$, $r = 89^0 52'$ (aus $\cos r$ berechnet).

$\lambda = 589 + 5\cdot 10^{-5}\ \mu\mu$:

$A = 163$, $B = 162$, $n = 14{,}20$, $n\varkappa = 5{,}80$.

Hier kann $\sin^2\varphi$ gegen A vernachlässigt werden, daher ist für $\varphi = 0^0$ bis $\varphi = 90^0$ $n_\varphi = n$, $(n\varkappa)_\varphi = n\varkappa$. Der zu $\varphi = 90^0$ gehörige Brechungswinkel r ist $4^0 5'$.

$\lambda = 400\ \mu\mu$:

$A = 0{,}999953$, $B = 13{,}75\cdot 10^{-12}$, $n = 0{,}999976$, $n\varkappa = 6{,}9\cdot 10^{-12}$.

Für $\varphi = 90^0$ wird n_φ nahe gleich 1 (genauer $n_\varphi = 1 + 5\cdot 10^{-19}$), $(n\varkappa)_\varphi = 6{,}9\cdot 10^{-3}$.

$\lambda = 800\ \mu\mu$:

$A = 1{,}000120$, $B = 32{,}8\cdot 10^{-12}$, $n = 1{,}000060$, $n\varkappa = 16{,}4\cdot 10^{-12}$.

Für $\varphi = 90^0$ wird $n_\varphi = n$, $(n\varkappa)_\varphi = 15{,}0\cdot 10^{-10}$.

Besonders interessant ist der Verlauf von n_φ, bezw. die Abhängigkeit des Brechungswinkels r vom Einfallswinkel φ, für die Wellenlänge 588, 988 $\mu\mu$: Den kleinen Einfallswinkeln zwischen $0'$ und $16'$ entsprechen schon Brechungswinkel zwischen 0^0 und 45^0; allen einigermaßen großen Einfallswinkeln entsprechen Brechungswinkel nahe bei 90^0.

Für keine der angegebenen Wellenlängen tritt, entsprechend der allgemeinen Eigenschaft aller absorbierenden Medien, Totalreflexion am Metalldampf ein. Dagegen kann sehr wohl Totalreflexion stattfinden beim Übergang des Lichtes vom Metalldampf zum Vakuum, z. B. für $\lambda = 589 + 5\cdot 10^{-5}\ \mu\mu$.

München, Physikalisches Institut der technischen Hochschule, 17. Juni 1908.

(Eingegangen 21 Juni 1908.)

Eine Methode zur Messung des Momentanwertes einer Rotationsgeschwindigkeit.

Von J. Tuma.

Viele physikalische Messungen werden auf Bestimmungen von Rotationsgeschwindigkeiten zurückgeführt, welche dann aber ein längeres Konstanterhalten der Tourenzahl zur Voraussetzung haben. Diese Bedingung zu erfüllen, macht gewöhnlich bedeutende Schwierigkeiten. So z. B. ist es leicht, für kurze Zeit den Ton einer Sirene mit dem einer anderen Tonquelle in Übereinstimmung zu bringen. Schwer aber ist es, ihn so lange auf derselben Höhe zu erhalten, bis die Tourenzahl mit genügender Genauigkeit abgelesen werden kann. Noch schwieriger ist es, einen Foucaultschen rotierenden Spiegel auf konstanter Tourenzahl zu erhalten und dieselbe zu bestimmen.

In fast allen physikalischen Sammlungen findet sich ein Hippsches Chronoskop vor, welches wegen der Wirkung des remanenten Magnetismus eine prinzipiell fehlerhafte Konstruktion darstellt und darum auch als Demonstrationsmittel heute kaum mehr verwendet werden sollte. Durch die Anbringung des im folgenden beschriebenen Adapters läßt sich jedoch das Hippsche Chronoskop in ein zum obengenannten Zwecke sehr brauchbares Meßinstrument verwandeln.

1. Ausführungsform.

Fig. 1 zeigt das mit dem Adapter ausgerüstete Chronoskop, und Fig. 2 zeigt den Adapter im vertikalen Schnitte. Hier ist s ein Spiegelchen, das an Stelle des rasch umlaufenden Zeigers schief zur Achse aufgesteckt ist. Über das Zifferblatt ist lichtdicht die cylindrische photographische Kamera C geschoben, in deren Rückwand eine rechteckige Öffnung entsprechend der Größe der zu erzeugenden Photogramme ausgeschnitten ist, und vor dieser befindet sich die Führung f zur Aufnahme der in Fig. 3 dargestellten Blechkassette. Das Objektiv der Kamera befindet sich bei σ, und darum hat die Rückwand der Kassetten eine Öffnung, welche von einem Dichtungsringe r umgeben ist und durch den Kassettenschieber abgeschlossen wird. Vor dem Objektiv befindet sich ein Fallverschluß in solcher Distanz, daß die Linse σ von der in dem Verschlusse befindlichen 1 mm großen Öffnung A durch Vermittelung des Spiegelchens s ein Bild in die Kassette entwirft. Der Fallverschluß, welcher durch die Säulen t getragen wird, muß möglichst genau so lange exponieren, als eine Umdrehung des Spiegelchens s dauert. Das aus zwei ineinander schiebbaren Teilen bestehende leicht abnehm-

bare Rohr R verhindert seitliches Eindringen von Licht in das Objektiv.

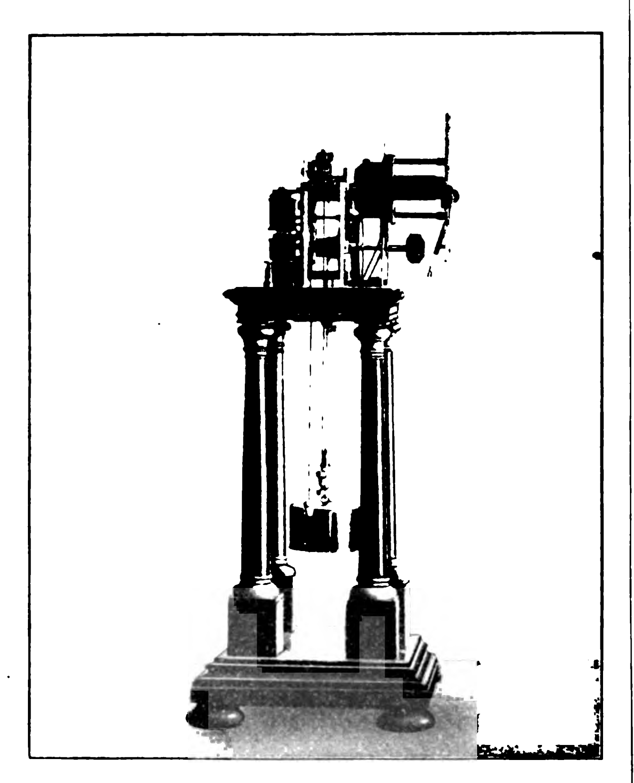


Fig. 1.

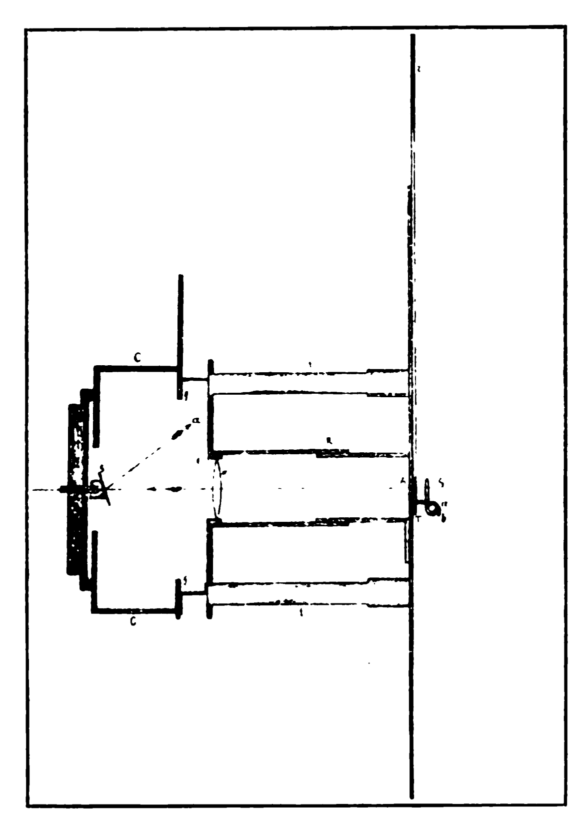


Fig. 2.

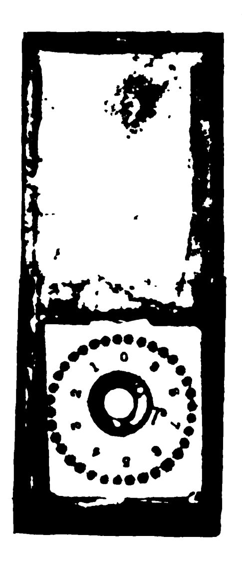


Fig. 3.

Die Aufnahmen werden auf Bromsilberpapier gemacht, welches nach einer Schablone, für die Kassetten passend, zugeschnitten und mit dem für den Ring r notwendigen Loche versehen wird. Vor der Entwickelung wird noch ein Zifferblatt einkopiert, wobei das Loch

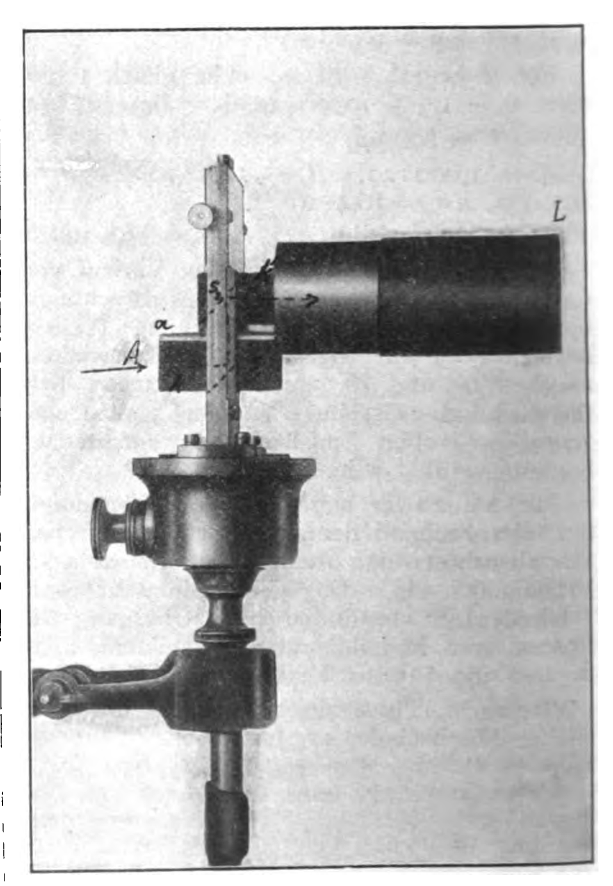


Fig. 4.

Papiere zur Orientierung dient. Für
trationen eignet sich ein abziehbares
dessen Schichte später auf Glas über-
ein Diapositiv liefert.

4 stellt eine Cagniard la Toursche
vor, welche mit einer Vorrichtung zur
enbestimmung mit Hilfe des vorstehend
benen Apparates ausgestattet ist. An
ise der Sirene befindet sich eine rings
nm großen Löchern versehene Blech-
a. In der Richtung des Pfeiles wird
i divergentes Licht einer Bogen-
auf einen in *k* befindlichen unter 45^0
n Spiegel s_1 geworfen, der das Licht
en reflektiert, worauf es nach Durch-
rch eines der Löcher in *a* auf einen
unter 45^0 geneigten Spiegel s_2 in *k'*
d von da horizontal reflektiert durch
nse bei *L* austritt. Die letztere ent-
as Bild eines in den Strahlengang
n Loches der Scheibe *a* auf die Öff-
(Fig. 2) im Fallverschlusse.

5 zeigt eine mit dieser Anordnung ge-
Aufnahme, wobei der Longitudinalton

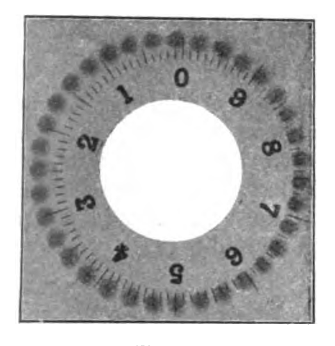


Fig. 5.

i der Mitte festgeklemmten 2 m langen
röhre von 1,2 cm Weite bestimmt
Zur Auswertung eines Grades am
atte wurden 5 Umdrehungen des großen
des Hippschen Chronoskopes nach
Stop-Uhr bestimmt und diese Messung
wiederholt. Als Mittelwert ergab sich
des Zifferblattes 0,001012 sec. Auf den
Umkreis entfallen 35 Marken, und die
e *a* (Fig. 4) hatte 10, die Sirenenscheibe
her. Es dauerten also 3,5 Touren der
0,1012 sec, und daher war die Schwin-
ahl des Tones $n = 864,6$ Schwingungen
. Zur Kontrolle wurden gleichzeitig in
Glasröhre mittels des Messingrohres
tsche Figuren erzeugt. Die Wellenlänge
sich gleich 40 cm, und daraus folgt der
h gut stimmende Wert für die Fort-
ngsgeschwindigkeit des Schalles $c =$
m/sec.

s mit dem Adapter versehene Hippsche
Chronoskop gestattet auch Aufnahmen zu
machen, an denen sich die Fallgesetze instruktiv demonstrieren lassen und aus denen sich ohne Schwierigkeit die Beschleunigung des freien Falles mit einer bei Vorlesungsversuchen selten erreichbaren Genauigkeit berechnen läßt. Speziell zu diesem Zwecke muß der Fallverschluß die aus Fig. 2 und 6 ersichtliche Form und Art der Auslösung erhalten.

Die aus 1 mm starkem Bleche hergestellte Fallplatte *v*, welche mit verschwindend geringer Reibung in ihrer Führung beweglich ist, enthält eine Reihe 2 mm voneinander abstehender, 1 mm großer Löcher λ (neben der noch zur besonderen Markierung eine Millimeterteilung angebracht sein kann). Die Länge dieser Reihe ist so bemessen, daß während des Falles vom ersten bis zum letzten Loche etwas weniger als eine ganze Umdrehung des Spiegelchens *s* (Fig. 2) erfolgt. An der Achse *a* mit dem randrierten Knopfe *M* befindet sich noch ein besonderes Verschlußplättchen *S*, welches bei aufgezogener Fallplatte *v* das erste sich mit *A* deckende Loch in der Reihe λ verschließt. Eine Spiralfeder *P* sucht die Achse so zu drehen, daß diese Öffnung freigegeben wird, und ein Stift am Knopfe *M* begrenzt

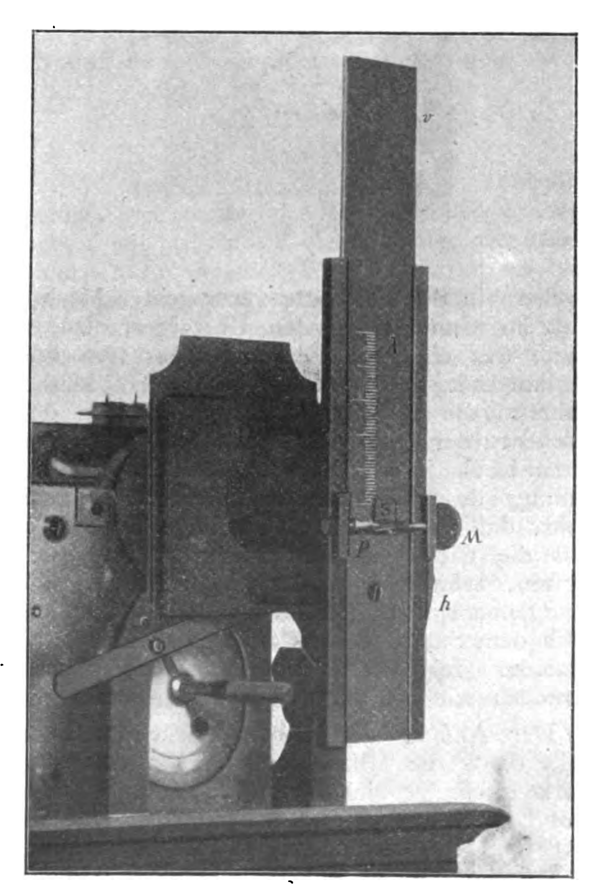


Fig. 6.

diese Bewegung auf etwa 90°. Außerdem greift am Knopfe *M* ein an dem Hebel *h* (derselbe ist deutlich in Fig. 1 zu sehen) befestigter Stift ein, welcher bei aufgezogener Fallplatte die Achse *a* und damit das Plättchen *S* in der in den Fig. 2 und 6 gezeichneten Lage erhält. Es wird dann *v* dadurch in der gehobenen Lage erhalten, daß ein Stift *τ* auf einer Verdickung der Achse *a* aufruht. Dreht sich diese aber um beiläufig 90°, so gleitet der Stift ab und es beginnen gleichzeitig der Fall der Platte *v* und die Exposition des ersten Loches in der Reihe *λ*. Da man beim Gebrauche dieser Anordnung eine Überfülle von Licht zur Verfügung hat, wenn man das Bild des Kraters der positiven Kohle eines Lichtbogens unmittelbar auf den Verschluß projiziert, so empfiehlt es sich, auf der Seite des Rohres *R* (Fig. 2) bei *A* eine beiläufig nur 0,1 mm große Blende anzubringen.

Auf diese Weise wurde die Aufnahme (Fig. 7) erhalten. Die Reihenfolge der von den einzelnen

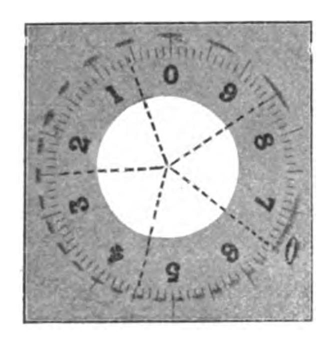


Fig. 7.

Löchern in der Fallplatte verursachten Marken läuft im Sinne gegen den Uhrzeiger, also im Sinne des einkopierten Zifferblattes, um und beginnt mit dem Anfange der ersten Marke, während die Mitten der übrigen Marken den Moment der genauen Koinzidenz zwischen einem Loche in der Fallplatte und der Blendenöffnung des Verschlusses bezeichnen. Man sieht, daß die nach dem Anfange der ersten und die nach den Mitten der zweiten, der fünften, zehnten und der siebzehnten Marke gezogenen Radien gleiche Winkel einschließen, nach dem Satze, daß sich die in gleichen aufeinander folgenden Zeitteilen durchfallenen Strecken wie die ungeraden Zahlen verhalten.

Der Anfang der ersten Marke ist beim Teile 64,9, die Mitte der vierundzwanzigsten Marke befindet sich bei 162,7. Es ist also zum Durchfallen einer Strecke von 4,8 cm die Zeit $97,8 \times 0,001012$ sec gebraucht worden. Man findet darnach die Beschleunigung gleich 980 cm.

2. Ausführungsform.

Die beschriebene erste Ausführungsform hat den Vorteil, daß die ganze Peripherie des Zifferblattes ohne Störung ausgenützt wird, was in Fällen, wo nur wenige Marken erhalten werden können und von diesen jedenfalls keine fehlen darf, von Belang ist. Dagegen hat sie den Nachteil, daß bei besonders raschen Rotationen (z. B. eines Foucaultschen Spiegels bei über 1000 Touren in der Sekunde) die Expositionen zu kurz ausfallen oder die einzelnen Marken zur Überdeckung gelangen und ein kontinuierlicher dunkler Ring entsteht. Dies wird vermieden bei der durch Fig. 8 dargestellten zweiten Aus-

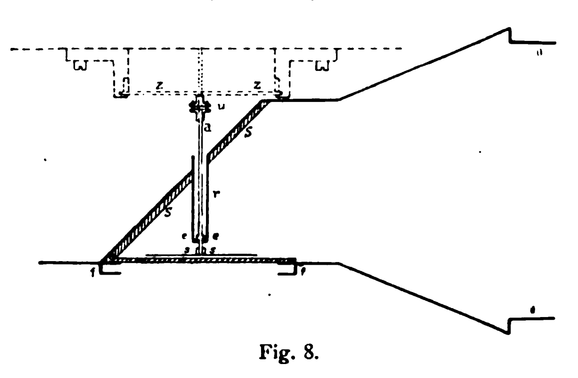


Fig. 8.

führungsform des Adapters. *Z* ist das Zifferblatt des Hippschen Chronoskopes. An Stelle des Zeigers ist der Mitnehmer *u* aufgesteckt, wodurch die bei *e* gelagerte Achse *a* mit dem Uhrwerke verbunden ist. Die letztere trägt bei *s* eine dünne Scheibe (Fig. 9), aus welcher das

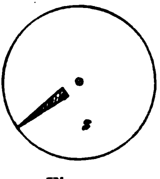


Fig. 9.

in der letzteren Figur schraffierte Dreieck ausgeschnitten ist.

Die in Fig. 8 stark ausgezogene Kontur bedeutet ein innen geschwärztes Blechgehäuse, in dem ein gegen die Achse *a* unter 45° geneigter Glasspiegel *s* untergebracht ist. Bei *f* ist eine Öffnung entsprechend der Größe der Kassetten ausgeschnitten. Vor ihr befinden sich die Führungen zur Aufnahme der Kassetten, welche bei dieser Form des Adapters keine Öffnung in der Rückwand haben. *B* ist eine Glasplatte, auf der sich eine die Scheibe *s* umgebende gelb gefärbte Teilung, enthaltend 100 in das Glas eingeätzte und geschwärzte Teilstriche, befindet.

Der Foucaultsche Spiegel wird mit einer ebensolchen Anordnung, wie sie oben für die

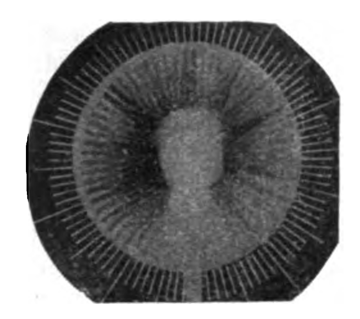


Fig. 10.

Sirene beschrieben wurde, versehen; nur erhält wegen der großen Tourenzahl die mit dem Spiegel rotierende Blende nur eine Öffnung. Der größeren Empfindlichkeit wegen, und da eine Durchlochung hier nicht notwendig ist, werden die Aufnahmen auf Platten gemacht. Die mit dem Adapter versehene Uhr und der rotierende Spiegel werden einander so gegenüber gestellt, daß das von dem letzteren kommende schwach divergierende Licht, durch *O* eintretend, den ganzen Spiegel *s* beleuchtet. Intermittiert das Licht und rotiert die Scheibe *s*, so erhält man bei einer Expositionsdauer gleich der Umdrehungszeit der Scheibe *s* eine sternförmige Figur (Fig. 10), deren Zacken die verlangten Marken sind und in Fig. 10 eine Tourenzahl

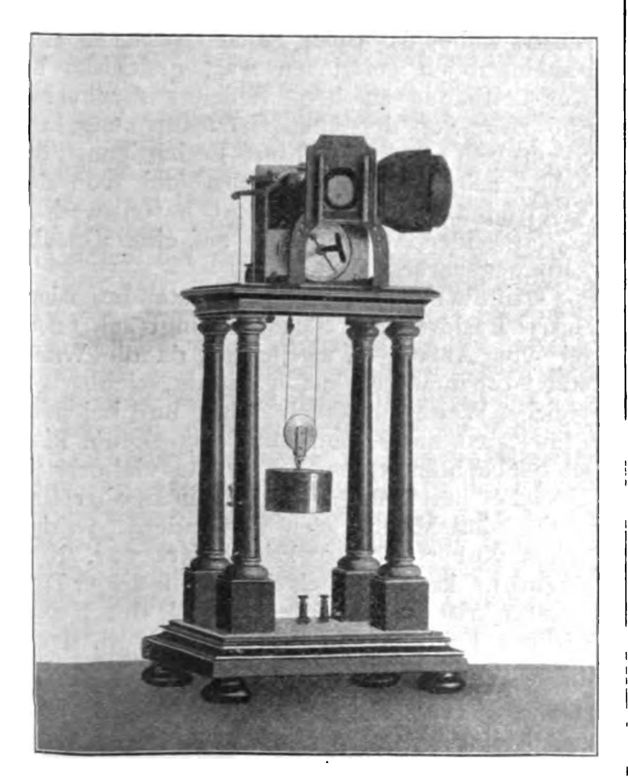


Fig. 11.

von 630 in der Sekunde bezeichnen.[1]) Es ist nicht zu vermeiden, daß bei dieser Ausführungsform infolge des Schattens von *r* ein Teil der Teilung unbenützt bleibt. Wenn viele Marken erzeugt werden, wie bei der Aufnahme der Tourenzahl einer Sirene oder eines Foucaultschen Spiegels, schadet das nicht. Sind aber nur wenige Marken zu erwarten, ist z. B. eine Zeitdauer bloß durch eine Anfangs- und eine Endmarke zu bestimmen, dann kann eine derselben zufällig an die Stelle des Schattens von *r* fallen und die Aufnahme unbrauchbar machen.

Fig. 11 zeigt die Gesamtansicht des mit dem Adapter nach der zweiten Ausführungsform versehenen Hippschen Chronoskops.

1) Übersteigt die Intermittenz des Lichtes 1000 Perioden in der Sekunde, so decken sich zwar die Zacken; jedoch erscheinen die Stellen, an denen die Deckung erfolgt, dunkler. Wenn daher der äußerste Stern das Abzählen nicht mehr zuläßt, so gestattet dies der nächste innere. Die verschiedene Dunkelheit der einzelnen Zacken ist eine Folge des unruhigen Brennens des Lichtbogens. Man sieht bei dieser Gelegenheit, daß die beschriebene Anordnung auch zur Analyse des Lichtbogens verwendbar ist.

Phys. Institut der k. k. deutschen techn. Hochschule in Prag, 6. Juli 1908.

(Eingegangen 7. Juli 1908.)

Einfluß der Feuchtigkeit auf die elektrischen Eigenschaften des Selens.

Von Chr. Ries.

Bei den Untersuchungen über die elektrischen Eigenschaften des Selens sind die Forscher schon wiederholt zu direkt widersprechenden Beobachtungen gelangt und man hat versucht, entgegengesetzte Resultate durch Konstruktionsfehler, Verunreinigungen des Selens, experimentelle Irrtümer usw. zu erklären. Durch umfangreiche Versuche ist es mir gelungen, alle von den Physikern bis jetzt beobachteten Erscheinungen im Selen hervorzurufen und allgemein gültige Gesetze aufzustellen. Widerstand und Lichtempfindlichkeit des Selens sind vollständig abhängig von der Art des Erhitzungsprozesses und von der Feuchtigkeit des Selens bezw. der Luftfeuchtigkeit, während alle übrigen Umstände nur eine ganz untergeordnete Bedeutung haben. Daß die Feuchtigkeit auf Widerstand und Empfindlichkeit in vielen Fällen einen ganz bedeutenden Einfluß ausübt, wird meine Arbeit hinreichend beweisen. Was den Erhitzungsprozeß betrifft, so ist dabei besonders zu achten auf einen gleichmäßigen Gang der Erhitzung (keine Unterbrechung), auf die Höhe der Erhitzungstemperatur, die Dauer der Erwärmung, das Vorzeichen der Erhitzung, die Dauer der Abkühlung und die Atmosphäre.

Auch ist es mir gelungen, einige Erscheinungen, insbesondere die scheinbare negative Lichtempfindlichkeit des Selens, vollständig aufzuklären.

Zu den Präparaten verwendete ich nur chemisch reines Selen von Merck in Darmstadt, dessen Reinheit von mehreren Physikern, z. B. Uljanin und Marc, besonders hervorgehoben wird. Dasselbe wurde noch nach Vorschrift gereinigt und getrocknet. Ich kann das günstige Urteil über das Mercksche Präparat nur bestätigen.

Um Bildung von Seleniden auszuschließen, verwendete ich nach Berndt nur Elektroden aus Kohle. Die Präparate wurden teils als Selenzellen, teils in Form von dünnen Selenscheibchen hergestellt. Im ersten Falle wurden in Schieferplatten parallel zueinander in geringem Abstande Vertiefungen geritzt, in diese dünne Kohlenfäden gelegt und der Zwischenraum mit Selen ausgefüllt, im letzteren Falle wurden die Selenscheibchen zwischen Kohlenelektroden festgepreßt, wobei auf gleichmäßigen Druck besonders zu achten war.

Zur Erwärmung benutzte ich ein Luftbad. In einem Metallzylinder war in horizontaler Lage ein dickes Kupferblech zur Aufnahme der Präparate aufgehängt. An zwei gegenüberliegenden Stellen desselben waren Thermometer angebracht, welche so lange verschoben wurden, bis sie 217^0 anzeigten, wenn ein auf dem Kupferblech liegendes kristallinisches Stück Selen schmolz. Die Thermometer gaben nun die genaue Temperatur der auf dem Kupferblech liegenden Präparate an. Die Erwärmung des Zylinders erfolgte durch mehrere kleinere Flammen recht langsam und gleichmäßig. Die Herstellung geschah stets im verdunkelten Zimmer.

Zur Beleuchtung diente eine schwächere, konstante Lichtquelle, deren Wärmestrahlen nach Möglichkeit ausgeschlossen waren. Übrigens wurde in allen Fällen die Wärmewirkung besonders festgestellt. Sämtliche Versuche beziehen sich auf gleiche Beleuchtung.

Als elektrischen Meßapparat verwendete ich ein Deprez-d'Arsonval-Galvanometer der Firma Siemens & Halske. Der Ausschlag von einem Skalenteil bei 3 m Abstand zwischen Spiegel und Skala entsprach $= 2{,}8 \cdot 10^{-10}$ Amp. Der innere Widerstand des Galvanometers war durch einen herausnehmbaren Vorschaltwiderstand auf 10000 Ohm abgeglichen. Dem Instrumente war ein Nebenschluß beigegeben, welcher es ermöglichte, die Empfindlichkeit auf $\frac{1}{2}, \frac{1}{5}, \frac{1}{10}, \frac{1}{20}, \frac{1}{50} \ldots \frac{1}{10000}$ herabzumindern. Als Stromquelle benutzte ich einen Akkumulator von 2 Volt.

Ehe ich auf den Hauptgegenstand dieser Untersuchungen, die Lichtempfindlichkeit, eingehe, will ich einige Versuche über den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes des Selens vorausschicken.

I. Temperaturkoeffizient des Widerstandes des Selens.

Durch Versuche von Siemens[1]) und mir[2]) wurde nachgewiesen, daß der Widerstand einer Selenzelle, welche längere Zeit auf einer Temperatur über 200^0 konstant gehalten wird, allmählich bis zu einem Maximum zunimmt. Die Selenzellen waren aus käuflichem Selen und hatten Metallelektroden. Marc dagegen hat gefunden, daß der Widerstand des Selens unter den angegebenen Bedingungen beständig abnimmt, und zwar dauerte bei Temperaturen von 205^0—215^0 die Widerstandsabnahme 12—24 Stunden lang an; bei einigen Präparaten änderte sich die Leitfähigkeit bereits nach 4—5 Stunden nicht mehr. In einigen Fällen aber hat Marc[3]) nach Erreichung der maximalen Leitfähigkeit noch eine geringe Zunahme des Widerstandes beobachtet. Seine Versuche wurden an chemisch reinem, gut getrocknetem Selen angestellt, welches bei 140^0 kristallisiert, dann gepulvert, in Pastillen gepreßt und zwischen Graphitplatten eingeklemmt wurde. Dagegen hat er bei Versuchen mit SeO_2-haltigen Selenzellen, wobei das Selen einfach zwischen Graphitelektroden gestrichen war, gleichfalls bei Konstanthalten auf 210^0 Widerstandszunahme, und zwar von derselben Größenordnung, wie Siemens erhalten. Eine Besichtigung der Zellen zeigte, daß das Selen sich von den Elektroden teilweise losgelöst hatte, weshalb er die Widerstandszunahme auf eine Kontaktänderung zurückführt.

Daß die Ursache dieser Widerstandszunahme durch Loslösen des Selens bedingt sei, schien mir von Anfang an zweifelhaft, da die Widerstandszunahme regelmäßig eintrat, sich stets in gleicher Weise allmählich vollzog und bei vielen Präparaten unter dem Mikroskop keine Risse zu beobachten waren. Ich suchte vielmehr die Ursache dieser entgegengesetzten Beobachtung darin, daß Marc Selen verwendete, welches schon vorher bei 140^0 kristallisiert war. Nach Siemens kann nämlich das bei niedriger Temperatur kristallisierte Selen (Mod. I) durch nochmaliges Erhitzen nicht mehr in Mod. II mit

1) Siemens, Pogg. Ann. **159**, 117, 1876 und Wied. Ann. **2**, 521, 1877.
2) Ries, „Das elektr. Verhalten des krist. Seelens etc.“ Doktordiss. Erlangen 1902.
3) Marc, „Die phys.-chem. Eigenschaften des Selens.“ Voß, Hamburg 1907.

n Temperaturkoeffizienten des Wider- übergeführt werden. Auch nach t[1]) wird das Auftreten des positiven ıturkoeffizienten des Widerstandes schon :ine kleine Diskontinuität des Erwär- ·ozesses verhindert; erst durch langan- es, wiederholtes Erhitzen gelingt es, in Mod. II überzuführen. Nach diesen ıtungen von Siemens und Schrott Vermutung nahe, daß Selen, das bei rher in die kristallinische Modifikation übergeführt wurde, vielleicht bei Kon- :en auf Temperaturen über 200° die mens und mir an amorphem Selen be- :e Widerstandszunahme nicht mehr zeigt chstens nach längerer Erhitzung. Und :at hat Marc nach längerer Erhitzung ederholt eine Widerstandszunahme der e beobachtet. Es schien mir daher ie Marcschen Versuche mit chemisch Material und Kohlenelektroden unter ung von amorphem Selen zu wieder-

stellte mir ein dünnes Plättchen aus ım Selen her, das beiderseits gut ab- ən wurde, um einen möglichst festen mit zwei als Elektroden dienenden latten zu erhalten. Dieses Plättchen ıf die eine Kohlenelektrode im Heiz- gelegt, während die andere Elektrode gem Abstande gegenüberstand. Nun echt langsam erhitzt und erst bei einer ıtur von ca. 180° die andere Elektrode nun kristallinische Selenplättchen auf- :. Der Druck, mit dem diese Elektrode Präparat ruhte, war stets gleichmäßig chte keine Schwankungen in der Leit- hervor, wie durch Vorversuche er- vurde. Die zweite Elektrode früher zu war nicht angängig, da das Selen be- ı bei der Erwärmung auf 80—90° er- ınd dadurch eine Deformation des Prä- verursacht worden wäre. Dagegen war langsamen Erhitzung bis 180° die voll- Kristallisation garantiert. Die Unter- ergab, daß die Leitfähigkeit bei Kon- :en auf 205° beständig zunahm; nach ıde wurde der Versuch abgebrochen. hat sich die von Marc unter seinen sbedingungen gemachte Beobachtung :i Anwendung von amorphem Selen :. Es schien mir aber noch nötig zu hen, inwiefern sich die Leitfähigkeits- : bei Anwendung von amorphem und ischem Selen unterscheidet und ob die mens und mir früher beobachtete Leit- :sabnahme wirklich auf einer Kontakt- g beruht.

[1]) hrott, Ber. d. Wiener Akad. Juli 1906.

Ich stellte zunächst drei Selenzellen aus recht trockenem Material her, bei denen das Selen zwischen zwei Kohlenfäden eingeschmolzen war; dieselben zeigten bei Konstanthalten auf 205° beständige Leitfähigkeitszunahme wie in dem oben beschriebenen Versuch. Die von Siemens und mir erhaltene Leitfähigkeitsabnahme kann demnach nicht auf einer Kontaktänderung beruhen; sie hätte bei diesen Präparaten sicherlich auch auftreten müssen.

Eine Selenzelle mit Metallelektroden und käuflichem Selen, die früher schon zu Messungen gedient hatte, wurde wiederholt teils bis 210° erhitzt und rasch gekühlt, teils über den Schmelzpunkt erwärmt und rasch gekühlt. Ich mache hier besonders auf die äußerst rasche Kühlung aufmerksam, denn ich werde im II. Abschnitt beweisen, daß die recht rasch gekühlten Präparate keine Feuchtigkeit in sich aufnehmen. Durch dieses Verfahren sollte erreicht werden, daß das Präparat seine Feuchtigkeit allmählich abgibt. Dieses wiederholt erhitzte und gekühlte Präparat zeigte bei nochmaligem Erwärmen auf 205° und Konstanthalten der Temperatur beständige Zunahme der Leitfähigkeit. Das Verhalten der Zelle erklärt sich sicherlich daraus, daß das Präparat keine Feuchtigkeit besaß. Als nämlich dieselbe Zelle mit etwas Schwefelsäure versetzt und auf 205° konstant gehalten wurde, zeigte sie Leitfähigkeitsabnahme, was auf eine Verdampfung der Säure zurückzuführen ist.

Ich möchte hier auf Versuche von Bidwell und Marc verweisen, durch die erwiesen ist, daß manche Selenpräparate bei Erhitzung zwischen 110 und 130° einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes und bei Konstanthalten innerhalb dieses Temperaturbereiches eine Widerstandszunahme zeigen. Diese Erscheinung ist von beiden einer Verdampfung von Feuchtigkeit zugeschrieben worden. Tatsächlich hat auch Schrott bei seinen Versuchen an Selen, das durch längeres Stehenlassen in Chinolin kristallinisch gemacht worden war, innerhalb desselben Temperaturbereiches einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes beobachtet, was mit der Erklärung von Bidwell und Marc recht gut übereinstimmt.

Auf Grund der von mir oben angeführten Versuche darf man wohl mit Recht behaupten, daß auch die bei Konstanthalten auf Temperaturen über 200° beobachtete Widerstandszunahme auf einer Verdampfung beruht und der Feuchtigkeit zuzuschreiben ist. Diese Verdampfung würde dann immer zugleich mit der Wärmeabgabe des Selens vor sich gehen. Betrachtet man nämlich die Marcschen Kurven über die Wärmetönungen, so sieht man je ein Maximum bei 100—130° und bei 200—210°,

also gerade bei jenen Temperaturen, bei denen die Verdampfung stattfindet. Es ist daher mit Sicherheit anzunehmen, daß in den von Siemens und von mir ausgeführten Versuchen das Selen nicht trocken genug war.

Um zu untersuchen, inwiefern sich die Leitfähigkeitszunahme eines amorphen und eines vorher kristallisierten Selenpräparates bei Konstanthalten auf einer bestimmten Temperatur unterscheidet, habe ich zwei Versuche ausgeführt. Es wurden möglichst gleiche Präparate hergestellt und das eine davon bei 140° kristallisiert, während das andere in amorphem Zustande blieb. Diese wurden miteinander im Heizofen langsam erhitzt und 3/4 Stunde auf 186° gehalten; zwei andere Präparate wurden 1 Stunde auf 210° erwärmt. In beiden Fällen war die Leitfähigkeit bei den vorher kristallisierten Präparaten größer als bei den amorphen, wie ich nach den Gesetzen von Siemens und Schrott erwartete. Nähere Angaben über diese Versuche enthalten Tabelle I und Fig. 1. Die Messungen geschahen abwechslungsweise.

Tabelle I.

Erhitzung auf 186°				Erhitzung auf 210°			
I. amorphes		II. kristall.		I'. amorphes		II'. kristall.	
Zeit	Leitfäh.	Zeit	Leitfäh.	Zeit	Leitfäh.	Zeit	Leitfäh.
8^{43} h	87	8^{41} h	86	9^{42} h	120	9^{45} h	125
8^{45} h	91	8^{51} h	104	9^{55} h	124	10^{6} h	137
8^{59} h	106	8^{56} h	110	10^{15} h	129	10^{25} h	145
9^{06} h	113	9^{10} h	125	10^{43} h	134	10^{42} h	149
9^{14} h	117	9^{15} h	128				

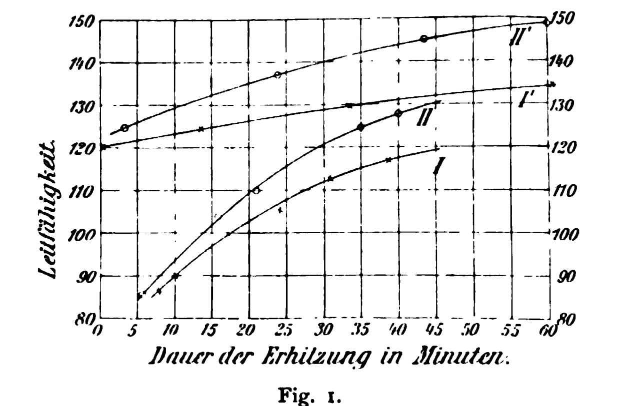


Fig. 1.

Schließlich möchte ich noch auf ein bereits vor 7 Jahren konstruiertes Präparat aufmerksam machen, welches reich an Wendepunkten ist. Es besitzt innerhalb des Temperaturbereiches von —25 und +200° vier Wendepunkte, dreimal negativen und zweimal positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes, wie aus Tabelle II und Fig. 2 ersichtlich ist.

Tabelle II.

Temperatur	—20°	+23°	+100°	142°	155°	170°	190°
Leitfähigkeit	500	110	2000	3000	2800	2200	2900

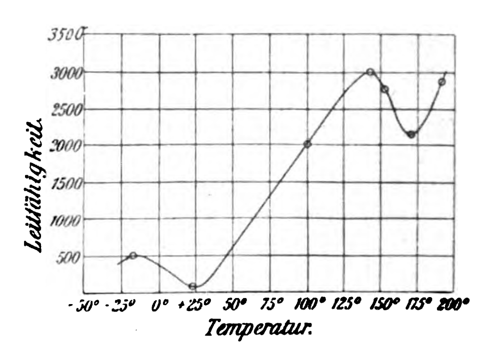


Fig. 2.

II. Lichtempfindlichkeit und Widerstand des Selens.

In der Einleitung zu dieser Arbeit habe ich schon hervorgehoben, daß die verschiedenartigen Erscheinungen bezüglich der Lichtempfindlichkeit und des Widerstandes bedingt sind durch die Art des Erhitzungsprozesses und die Feuchtigkeit. Wir werden sehen, daß man je nach dem Erhitzungsprozeß Selenpräparate herstellen kann, die sich gegen die Luftfeuchtigkeit direkt entgegengesetzt verhalten. Während die einen außerordentlich hygroskopisch sind, erweisen sich die anderen gegen die Luftfeuchtigkeit unempfindlich. Auf diesem Feuchtigkeitsgehalt beruhen auch die verschiedenartigen Beobachtungen über Lichtempfindlichkeit und Widerstand.

Aus meinen Resultaten erklärt sich auch, warum über die Frage, ob Selen hygroskopisch sei oder nicht, entgegengesetzte Ansichten herrschen. Während Ruhmer seine Zellen in hochevakuierte Glasröhren einschmilzt — ein Verfahren, welches O. v. Bronk[1]) zuerst 1898 angewendet hat —, weil die Luftfeuchtigkeit auf das Selen einwirke, erbringt Giltay[2]) bezw. v. Ruyven den experimentellen Nachweis, daß das Selen nicht hygroskopisch sei.

Um all diese Fragen entscheiden zu können, war es natürlich notwendig, äußerst umfangreiche Untersuchungen anzustellen. Ich habe alle meine Zellen in gleicher Weise konstruiert, aber 6 verschiedene Erhitzungsmethoden angewendet.

a) Gleichmäßige Erhitzung des amorphen Selens von der Zimmertemperatur bis kurz vor den Schmelzpunkt (über 200°), längeres Konstanthalten der Endtemperatur und äußerst langsame Abkühlung (ca. 1 Stunde von 200° bis zur Zimmertemperatur).

1) Bronk, diese Zeitschr. 7, 281, 431, 1906.
2) Giltay, Elektrotechn. Zeitschr. 26, 313, 1905.

b) Die gleiche Erhitzung wie in a), aber äußerst rasche Abkühlung durch Eintauchen in ein kaltes Bad oder Durchsaugen eines kalten Luftstromes.

c) Gleichmäßige Erhitzung auf Temperaturen unter 200⁰, längeres Konstanthalten auf der Endtemperatur und recht langsame Abkühlung.

d) Erhitzung wie in c), aber recht rasche Abkühlung.

e) Geschmolzenes Selen wird ca. 4 Stunden konstant auf 200⁰ gehalten, bis es kristallisiert ist, und äußerst langsam gekühlt.

f) Kristallisationsprozeß wie in e), aber äußerst rasche Kühlung.

Diese 6 Methoden lieferten mir Zellen, an denen ich alle bis jetzt bekannten Erscheinungen beobachten konnte. Ich will meine Versuche der Reihe nach angeben und bemerke nochmals, daß nur reines, trockenes Selen und Kohlenelektroden zur Verwendung kamen.

a)

Eine amorphe Zelle wurde langsam erwärmt, 1 Stunde auf 205⁰ gehalten und 1 Stunde langsam abgekühlt. $^1/_2$ Stunde nach der Herstellung geprüft, zeigte die Zelle hohe Lichtempfindlichkeit, d. h. Abnahme des Widerstandes bei Belichtung. Da die Leitfähigkeit sofort ihr Maximum annahm und dann Stillstand einzutreten schien, wurde schon nach 8 Sekunden abgedunkelt. Der Widerstand ging sofort ohne die geringste Trägheit auf den Dunkelwert zurück. Ich glaubte, eine Idealzelle konstruiert zu haben. Aber schon am folgenden Tage mußte ich sehen, welch große Veränderung mit dieser Zelle vorgegangen war.

Einen Tag nach der Herstellung wurde die Zelle einer längeren Belichtung ausgesetzt. Schon der momentane Effekt war geringer als am Tage vorher und bei längerer Belichtung zeigte das Präparat die von Siemens zuerst beschriebene sogenannte Ermüdung. Die Lichtempfindlichkeit nahm erst rasch, dann langsamer ab, war nach 6 Minuten um 66 Proz. gefallen und blieb dann konstant. Bei der Abdunkelung sank die Leitfähigkeit sofort unter die Dunkelleitfähigkeit herab, erfuhr während der ersten Minute noch ein weiteres langsames Sinken und stieg dann geradlinig zur früheren Dunkelleitfähigkeit an. Die Zelle zeigte also die sogenannte Lichtempfindlichkeit II. Art. Erwärmung hatte Leitfähigkeitszunahme zur Folge, kann also nicht die Ursache dieser Erscheinung gewesen sein. Über die Leitfähigkeitsveränderungeh siehe Tabelle III und Fig. 3.

Sechs Tage nach der Herstellung wurde die Zelle wieder geprüft. Ihr Widerstand war inzwischen bedeutend gefallen und es war zu erwarten, daß die Zelle eine weitere Veränderung erlitten. Sie wurde daher wieder einer längeren Belichtung ausgesetzt. Mit dem Auffallen der Lichtstrahlen erfuhr die Leitfähigkeit eine Vergrößerung, doch war der Effekt wiederum gegen das letztemal gefallen. Diese Leitfähigkeitszunahme war aber nur momentan; schon nach 25 Sekunden sank die Leitfähigkeit unter die Dunkelleitfähigkeit herab und nach 5 Minuten war sie um 76 Proz. der letzteren gefallen. Das Element zeigte also Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung, Erwärmung hatte Leitfähigkeitszunahme zur Folge. Beim Abdunkeln fiel die Leitfähigkeit momentan noch, um dann langsam geradlinig anzusteigen. Vgl. Tabelle IV und Fig. 4.

Tabelle III.

Min.	Leitfähigkeit	
	belichtet	abgedunkelt
0	73	102
1/6	160	55
1	130	49
2	115	51
3	110,5	53
4	108	55
5	105	58
6	103	60
9	102	—
12	102	73

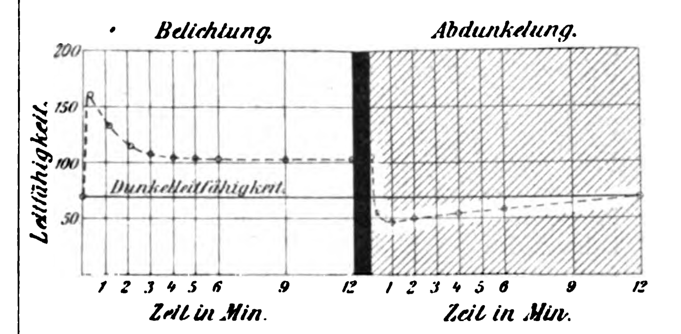


Fig. 3.

Tabelle IV.

Min.	Leitfähigkeit	
	belichtet	abgedunkelt
0	140	36
1/6	185	21
1	133	
1/2	84	28
1 1/2	63	
2	55	35
3	43	39
4	39	43
5	36	47

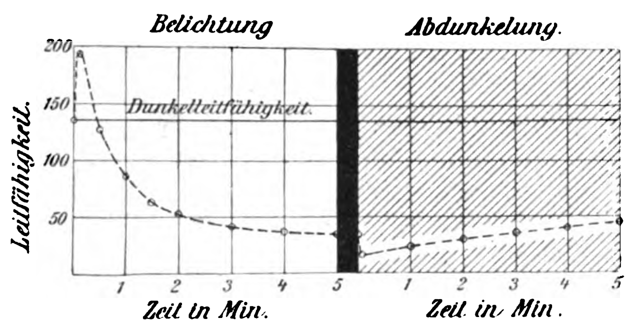


Fig. 4.

Als ich die Zelle nach mehreren Tagen nochmals prüfte, konnte ich eine weitere Vergrößerung der Dunkelleitfähigkeit konstatieren; bei Belichtung war der momentane Effekt (Zunahme der Leitfähigkeit) noch schwächer, im übrigen war der Verlauf annähernd derselbe wie bei der letzten Prüfung.

Alle Zellen, welche nach diesem Verfahren konstruiert wurden, zeigten das gleiche Verhalten. Im Laufe der Zeit ging stets die normale Lichtwirkung in die entgegengesetzte über; die Zellen zeigten dann Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung, bei Erwärmung Leitfähigkeitszunahme.

Mein Entschluß, Kurven zu zeichnen über die allmähliche Zunahme der Dunkelfähigkeit und die scheinbare Empfindlichkeitsabnahme mit der Zeit, hat mich auf die Ursache dieser Erscheinungen geführt. Es ist mir gelungen nachzuweisen, daß die allmähliche Leitfähigkeitszunahme auf einer allmählichen Feuchtigkeitsaufnahme des Selens beruht und daß die scheinbare negative Lichtempfindlichkeit bezw. Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung ebenfalls der Feuchtigkeit zuzuschreiben ist. Die folgenden Versuche werden meine Behauptung genügend beweisen.

All diese Präparate haben die unangenehme Eigenschaft, daß ihre Leitfähigkeit gleich nach dem Einschalten der Stromquelle nicht konstant erscheint; dieselbe hat erst einen verhältnismäßig hohen Wert, der anfangs rasch, dann langsamer abnimmt; erst nach 5—10 Minuten wird annähernd ein Minimum erreicht. Man hat daher bei den Versuchen mit diesen Präparaten erst abzuwarten, bis der Ausschlag einen konstanten Wert hat. Aus Tabelle V und Fig. 5 ersieht man, daß die scheinbare Leitfähigkeitsabnahme eines Präparates innerhalb 15 Minuten 38 Proz. bezw. 63 Skalenteile betrug, was ich auf Polarisation zurückführte. Diese Vermutung bestätigte auch der Versuch. Denn als ich den Akkumulator ausschaltete, erhielt ich einen Ausschlag von ca. 60 Skalenteilen in entgegengesetzter Richtung, welcher allmählich gegen Null abnahm.


Tabelle V.

Minuten	0	1/2	1	2	3	4	5	10	15
Leitfähigkeit	165	145	137	125	120	115	111,5	105	102

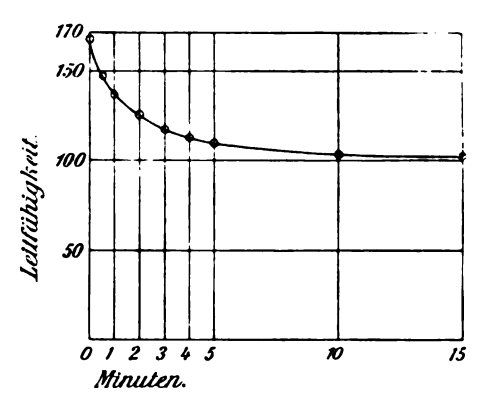


Fig. 5.

Mein Versuch, eine Kurve für die allmähliche Leitfähigkeitszunahme mit der Zeit zu konstruieren, scheiterte an den stets auftretenden Polarisationsströmen, welche eine Abnahme des Hauptstromes bewirken. So zeigt ein Präparat, durch das der Strom längere Zeit geflossen, infolge der Polarisation am nächsten Tag eher eine Leitfähigkeitsabnahme, und bei täglicher Prüfung treten große Unregelmäßigkeiten auf. Prüft man aber das Präparat nur alle 8 Tage einen Moment, so beobachtet man die beständige Leitfähigkeitszunahme.

Vier Präparate wurden miteinander hergestellt; zwei davon brachte ich gleich nach der Abkühlung in recht klares Öl, die zwei anderen wurden im Freien aufbewahrt und tags darauf geprüft. Die beiden ersten verhielten sich, als sie nach mehreren Tagen einer zweiten Prüfung unterzogen wurden, ganz normal, während die beiden anderen eine Zunahme der Dunkelleitfähigkeit, hohe Polarisation und negative Lichtempfindlichkeit zeigten, was sicherlich nur dem Einfluß der Feuchtigkeit zuzuschreiben ist.

Ein Präparat wurde im Dunkeln geprüft und gewartet, bis der Ausschlag konstant war. Nun brachte ich dasselbe in feuchte Luft, deren Temperatur gleich der Zimmertemperatur war. Die Leitfähigkeit wuchs in einigen Minuten auf den 4 fachen Wert; Erwärmung war hier ausgeschlossen, da eine Erwärmung um mindestens 40^0 nötig gewesen wäre, um diesen Effekt hervorzubringen. Als ich das Präparat aus dem feuchten Raum herausnahm, ging die Leitfähigkeit nicht bloß zurück, sondern sank tief unter den früheren Wert, was wohl zum Teil auf Vergrößerung der Polarisation infolge der Leitfähigkeitserhöhung zurückzuführen ist. Das Selenpräparat a) ist demnach hygroskopisch. Die Leitfähigkeitserhöhung beruht nicht auf einer etwa an der Selenfläche haftenden Feuchtigkeit.

:h werde beweisen, daß Zellen, die lere Weise hergestellt werden, unter Umständen nicht im geringsten be- werden.

den hygroskopischen Eigenschaften ;elenpräparates a) habe ich mich auch inen einfachen Versuch überzeugt. Ich in Glas, das zur Hälfte mit Wasser ge- d zugedeckt war, einen Tag in dem auf, in welchem das Präparat aufge- var. Dann näherte ich das Glas von ler Zelle, bis sie im oberen Teil des sich befand. Die Leitfähigkeit stieg in inuten von 100 auf 250, und als ich s wieder entfernte, fiel sie unter 100. h das Präparat wenige Stunden über so nahm die Leitfähigkeit vorüber- den 10fachen Wert an.

Präparat besaß im Dunkeln keine E.M.K. einen Strom 1/4 Stunde lang hindurch- erhielt ich einen starken Polarisations- Bei Belichtung vergrößerte sich der ag momentan, ging rasch zurück und :it unter den im Dunkeln gemessenen Bei Abdunkelung trat momentan ein Sinken und dann eine kleine Zunahme sschlages ein. Ich habe mich durch e, bei denen auch der allmähliche Rück- :s Polarisationsstromes in Rechnung ge- wurde, hinreichend überzeugt, daß das ıf den Polarisationsstrom denselben Ein- übt wie auf den Hauptstrom.

Beweis für meine Behauptung, daß die en Vorgänge im Selenpräparat a) ihre in der Feuchtigkeit haben, muß auch : Tatsache angesehen werden. Nach elichtung kann man einen Rückgang kelleitfähigkeit bezw. des ursprünglichen ages beobachten. Dieses Sinken erzielt er auch durch Erhöhung der Leitfähig- :tels feuchter Luft oder durch Vergröße- er Stromstärke. Die Wirkung ist also en Lichtstrahlen zuzuschreiben.

ießlich möchte ich noch darauf hin- daß die Kurven für die Leitfähigkeits- rung bei Belichtung recht gut überein- ı mit den Kurven für den Photoeffekt ınischen Zellen (vgl. meine Diss. S. 30 Daß der allmähliche Rückgang des fektes und die Veränderung des ur- chen Stromes auf Polarisation beruht, h damals hinreichend begründet.

nach dem Verfahren a) herge- n Präparate haben die Eigen- daß sie allmählich Feuchtigkeit ı aufnehmen, wodurch ihre Leit- eit bis zu einem Maximum an- t. Mit der Zunahme des Feuchtig- ehaltes steigern sich natürlich die anormalen Vorgänge. Unter dem Einfluß des Lichtes wächst der Hauptstrom, der Polarisationsstrom erfährt aber eine zweifache Zunahme, die erste infolge der Lichtwirkung, die zweite infolge der Vergrößerung des Hauptstromes; durch die entstehenden Polarisationsströme wird der Hauptstrom herabgedrückt, was zu einer scheinbaren Abnahme der Lichtempfindlichkeit führt. Betrachtet man die Kurven 3 und 4, so sieht man, daß mit der Abdunkelung ein sofortiger Rückgang des Ausschlages verbunden war. Diese Leitfähigkeitsabnahme bei der Verdunkelung ist in Prozenten ausgedrückt ungefähr von derselben Größenordnung wie die Leitfähigkeitszunahme bei Belichtung. Die negative Lichtempfindlichkeit bezw. die Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung ist daher nur eine scheinbare, indem die durch Feuchtigkeit verursachten Vorgänge (Polarisationserscheinungen usw.) die positive Lichtempfindlichkeit überdecken; erst bei der Abdunkelung kommt der Photoeffekt durch die sofortige Leitfähigkeitsabnahme momentan wieder zur Geltung. Ich glaube damit hinreichend bewiesen zu haben, daß die Feuchtigkeit die einzige Ursache dieser eigenartigen Erscheinungen im Präparate a) ist, ich werde aber gleich zeigen, daß die Polarisation allein zur Erklärung der Vorgänge nicht hinreicht.

Präparate, welche genügend Feuchtigkeit aufgenommen hatten und die geschilderten Eigenschaften besaßen, ließ ich einige Tage ausruhen und brachte sie dann in recht klares Öl. Nun zeigten sie zwar noch den Rückgang des Ausschlages nach Einschalten der Stromquelle und Polarisation, aber bei Belichtung niemals mehr eine Leitfähigkeitsabnahme; sondern ihre Leitfähigkeit stieg im Moment der Belichtung zu einem hohen Wert an, um nachher noch eine kleine Zunahme (Nachwirkung) oder auch eine kleine Abnahme (sogen. Ermüdung) zu zeigen. Auch durch Vergrößerung der Lichtintensität vermochte ich die frühere Erscheinung nicht mehr hervorzurufen. An dem Auftreten der sogenannten Ermüdung bezw. nur schwachen Nachwirkung erkannte man das Vorhandensein der Polarisationsströme. Es muß aber noch eine zweite Ursache der beschriebenen Erscheinung existieren, welche im Ölbad ausgeschlossen ist. Die Präparate sind im Ölbad von der Atmosphäre abgeschlossen, sie sind von einer schützenden Hülle umgeben und können keine Feuchtigkeit mehr aufnehmen, aber auch schwerlich abgeben. Wohl wird darin die Ursache zu suchen sein. Vielleicht findet in diesen Präparaten eine Verdampfung von Feuchtigkeit statt, welche sich infolge der Erwärmung durch den elektrischen Strom an der Stelle größter Stromdichte vollzieht und im Ölbad weniger

entwickeln kann. Die Versuche über diesen Punkt sind noch nicht abgeschlossen, Anwendung von evakuierten Röhren wird wohl Klarheit bringen. Tabelle VI und Fig. 6 zeigen uns das Verhalten desselben Präparates, auf das sich bereits die Fig. 3 und 4 beziehen, im Ölbad.

Tabelle VI.

Min.	Leitfähigkeit	
	belichtet	abgedunkelt
0	77	183
1/6	152	127
1	162	106
2	170	97
3	175	91
4	180	86
5	183	83

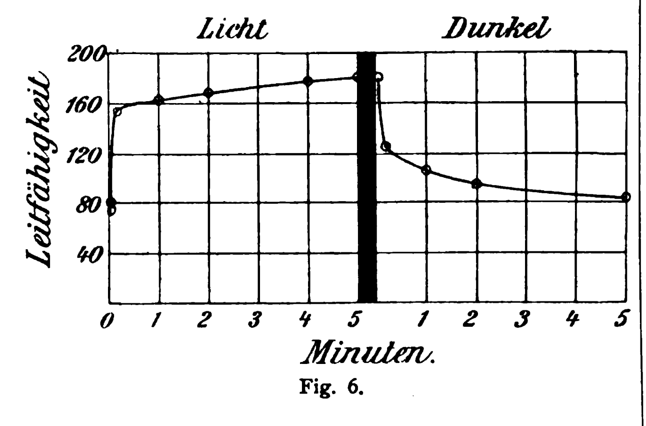


Fig. 6.

b)

Die nach dem Verfahren b) hergestellten Zellen erweisen sich unempfindlich gegen die Luftfeuchtigkeit, wenn man auf recht rasche Abkühlung besonders achtet. Bringt man die Zellen aus dem Ofen und läßt sie in der Luft allmählich erkalten, so zeigen sie schon Spuren von Feuchtigkeit.

Bei den langsam gekühlten Präparaten der Art a) fand, wenn sie 1/4 Stunde vom Strom durchflossen waren, eine Leitfähigkeitsabnahme um 40—50 Proz. statt und es entstand ein entsprechend großer Polarisationsstrom; bei den rasch gekühlten b) dagegen erhält man innerhalb derselben Zeit eine Abnahme von 0—5 Proz. und keinen oder höchstens einen schwachen Polarisationsstrom, der gegen den Photoeffekt nicht in Betracht kommt.

Ein recht langsam (a) und ein äußerst rasch (b) gekühltes Präparat brachte ich miteinander in feuchte Luft. Während bei dem ersteren der Ausschlag innerhalb 5 Minuten von 210 auf 370 stieg, konnte ich beim zweiten kein Steigen beobachten. Als ich das erste herausnahm, so fiel der Ausschlag unter 200, beim zweiten beobachtete ich einen Rückgang von 150 auf 148. Während das Präparat a) sehr hygroskopisch ist, zeigt sich das nach dem Verfahren b) hergestellte Selen gegen die Luftfeuchtigkeit fast vollständig unempfindlich und kaum polarisierbar. Man muß daher erwarten, daß an diesem auch keine sogen. Lichtempfindlichkeit II. Art auftreten kann. Diese Erwartung hat sich tatsächlich erfüllt, was eine neue Bestätigung dafür ist, daß die Feuchtigkeit die Ursache der beschriebenen anomalen Vorgänge ist.

Zellen, welche recht rasch gekühlt, nicht hygroskopisch und unpolarisierbar waren, zeigten bei längerer Belichtung erst rasche, dann langsame Leitfähigkeitszunahme, also die bekannte Nachwirkung; bei der Abkühlung ging ihre Leitfähigkeit erst rasch, dann langsam zurück (Trägheit). Die Zellen waren also normal. Vgl. Tabelle VII und Fig. 7.

Tabelle VII.

Min.	Leitfähigkeit	
	Licht	Dunkel
0	87	312
1/6	200	220
1	221	188
2	236	163
3	250	150
6	281	128
9	301	
12	308	110
15	312	206

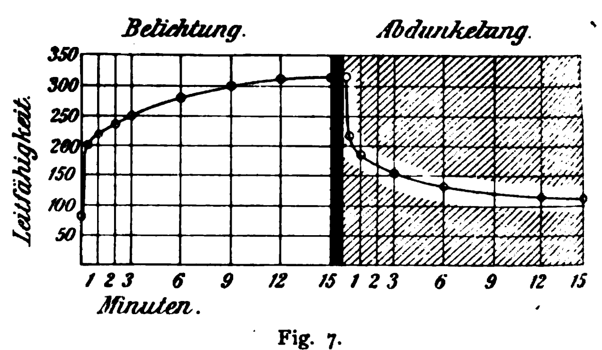


Fig. 7.

Zellen, welche ich aus dem Heizofen herausnahm und in der Luft sich abkühlen ließ, so daß sie geringe Mengen von Feuchtigkeit enthielten, stehen schon auf einer Übergangsstufe. Sie zeigen bei längerer Belichtung häufig die sogenannte Ermüdung; doch ist der Rückgang nicht bedeutend, dauert nur kurze Zeit an und es ist bald ein Minimum erreicht. Auch sinkt die Leitfähigkeit nach der Abdunkelung nicht wie bei dem Präparat a) unter die Dunkelleitfähigkeit herab. Nähere Angaben über einen Versuch dieser Art enthält Tabelle VIII und Fig. 8. Eine Veränderung dieser Präparate mit der Zeit konnte ich nicht beobachten.

Tabelle VIII.

Min.	Leitfähigkeit	
	Licht	Dunkel
0	110	310
1/6	340	185
1	334	169
2	324	160
3	318	155
4	315	151
5	313	149
8	311	
10	310	140

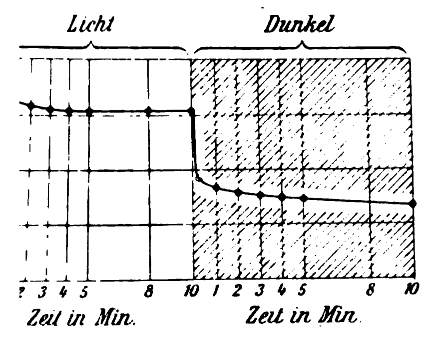


Fig. 8.

:rhitzen auf 215° und rasche Ab-
hielt ich auch ein Präparat, dessen
t bei Belichtung von 50 sofort auf
und trotz einer Belichtung von 15
:ht die geringste Änderung erlitt.
elung ging der Ausschlag aber nur
t zurück.

c)

hode c) unterscheidet sich von a)
n, daß die Erhitzungstemperatur
leibt. Die Zellen haben auch große
nit jenen, und zwar um so mehr, je
rhitzungstemperatur gewählt wird.
te zeigen im Dunkeln allmähliche
szunahme mit der Zeit, reagieren
Luft und sind polarisierbar. In
habe ich bei Belichtung noch die
dung nachweisen können; sogar
äparat, dessen Erhitzungstempera-
betrug, habe ich noch recht deut-
ıdung und nach der Abdunkelung
eitfähigkeit unter den Dunkelwert
noch tiefere Erhitzungstempera-
en, schien mir unnötig, da ja die
:it solcher Präparate nur schwach
ingerem Interesse ist). Dagegen
h die Leitfähigkeitszunahme bei
dieser Art von Zellen nicht mehr
Man sieht also, daß der Feuch-
lt der Präparate mit der Er-
ler Erhitzungstemperatur ab-
die scheinbare Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung an hohe Erhitzungstemperatur gebunden ist.

Viele Zellen dieser Art zeigten indes die sogenannte Ermüdung überhaupt nicht, sondern verhielten sich normal. Ihr Dunkelwiderstand erlitt mit der Zeit keine Abnahme, bei Belichtung nahm er erst rasch, dann langsam ab. Doch unterscheiden sich diese Zellen etwas von den rasch gekühlten, worauf ich im folgenden Abschnitt zurückkomme.

d)

Alle Präparate, deren Erhitzungstemperatur unter 200° lag und deren Abkühlung recht rasch vor sich ging, waren normal; sie zeigten bei Belichtung die gewöhnliche Nachwirkung und bei Abdunkelung die bekannte Trägheit. Ein Vergleich der Präparate mit den (nach Methode c) langsam gekühlten ergab aber, daß bei diesen die Nachwirkung und Trägheit etwas geringer war als bei den rasch gekühlten. Die Ursache dieser Erscheinung ist sicherlich die Feuchtigkeit, da ja die feuchten Präparate im allgemeinen sich dadurch auszeichnen, daß sie das Maximum des Photoeffekts sofort erreichen, worauf ein scheinbarer Rückgang erfolgt.

Um Nachwirkung und Trägheit von Zellen der Art c) und d) vergleichen zu können, habe ich zwei Präparate möglichst gleich hergestellt und miteinander auf 175° mehrere Stunden erhitzt, hierauf das eine rasch, das andere langsam gekühlt. Tabelle IX und Fig. 9 gestatten einen Vergleich der beiden Zellen, und zwar bezieht sich I auf das langsam und II auf das rasch gekühlte Präparat. Übrigens war in mehreren Fällen der Unterschied viel auffälliger. Wenn ich in einer meiner früheren Arbeiten[1]) keinen besonderen Unterschied in der Trägheit bei den rasch und langsam gekühlten Präparaten beobachtet habe, so hat dies seinen Grund darin, daß ich damals nicht rasch und nicht langsam genug gekühlt habe; die Differenz in der Geschwindigkeit der Kühlung war zu gering.

Tabelle IX.

Min.	Leitfähigkeit des langsam gekühlten Präp. I		Leitfähigkeit des rasch gekühlten Präp. II	
	belichtet	abgedunkelt	belichtet	abgedunkelt
0	95	275	86	274
1/6	237	165	204	186
1	248	145	231	155
2	257	133	246	137
3	265	124	258	128
4	270	116	267	115
5	275	113	274	110

1) Ries, diese Zeitschr. 9, 164, 1908.

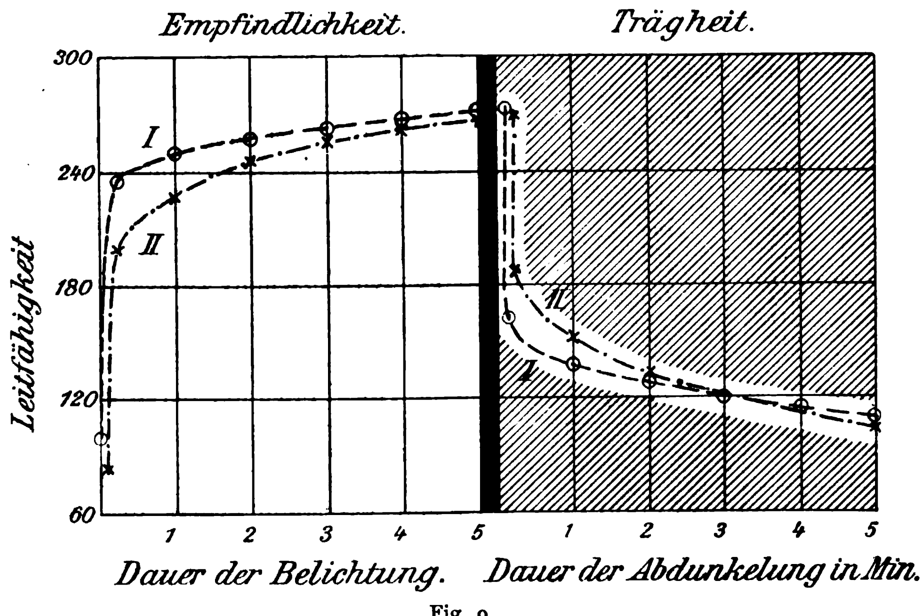


Fig. 9.

Bei den nach der Methode a) hergestellten Präparaten scheint zugleich mit dem Dunkelwiderstand auch die Empfindlichkeit mit der Zeit abzunehmen. Diese Abnahme ist aber, wie gesagt, nur eine scheinbare, da der Lichteffekt durch andere Vorgänge verdeckt ist. Einen Zusammenhang zwischen Lichtempfindlichkeit und Widerstand an jenen Zellen zu finden, wird schwer gelingen, solange die Luftfeuchtigkeit Zutritt hat. Besser eignen sich dazu die rasch gekühlten. Ich habe an einem längere Zeit auf 196° erhitzten und rasch gekühlten Präparat beobachtet, daß die Empfindlichkeit zugleich mit dem Widerstand beständig zunahm (vgl. Tabelle X und Fig. 10, wo I und II die Kurven für die Zunahme des Widerstandes bezw. der Lichtempfindlichkeit bedeuten). Bei den Präparaten, welche viele Stunden über 200° erhitzt und rasch gekühlt werden, ist dies ja regelmäßig der Fall, wie Marc nachgewiesen hat. Dieselben zeigen gleich nach der Kühlung äußerst geringen Widerstand und geringe Lichtempfindlichkeit; beide wachsen mit der Zeit erst rasch, dann langsam an; später treten wohl Unregelmäßigkeiten auf. Bei den Präparaten, die bei Temperaturen unter 200° umgewandelt werden und bei Abkühlung eine sofortige Widerstandszunahme erfahren, habe ich diesen Zusammenhang zwischen Widerstand und Lichtempfindlichkeit nicht mit dieser Regelmäßigkeit beobachten können. Im übrigen ist es eine Tatsache, die wohl schon vielen aufgefallen sein wird, daß gerade die empfindlichsten Präparate recht hohen Widerstand besitzen, während solche mit recht niedrigem Widerstand nur geringe Empfindlichkeit aufweisen.

Tabelle X.

Zeit	1/4 St. nach Abkühlg.	1 St. nach Abkühlg.	nach 1 Tag	nach 3 Tgn.	nach 7 Tgn.	nach 20 Tgn.
I. Widerstand (Tausend. fehlen)	500	860	1100	1200	1300	1520
II. Empfindlichkeit in %	250	314	345	377	400	415

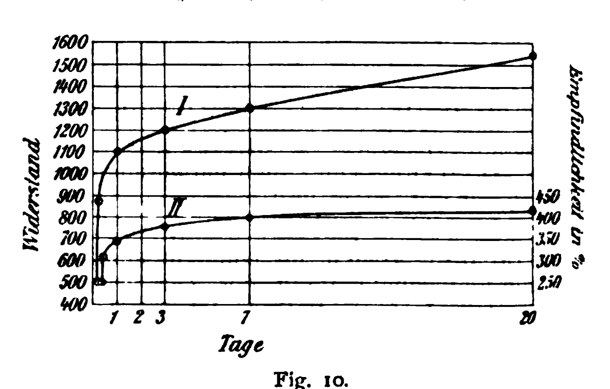


Fig. 10.

e)

Eine Zelle, bei der das Selen zwischen zwei Kohlenfäden eingeschmolzen war, wurde auf 240° erhitzt, so daß das Selen zum Schmelzen kam. Sein Widerstand betrug trotz der geringen Entfernung der Elektroden $4 \cdot 10^8$ Ohm, ist also nur mit einem Galvanometer höchster Empfindlichkeit meßbar. Die Temperatur wurde dann auf 200° erniedrigt und $3^1/_2$ Stunden konstant gehalten. Nach $^1/_2$ Stunde trat eine kleine Verbesserung der Leitfähigkeit ein, nach ca. $^3/_4$ Stunden begann die Leitfähigkeit rapid an-

und erreichte innerhalb $^1/_2$ Stunde ·hältnismäßig hohen Wert. Später än-:h der Widerstand nur mehr .wenig. zu Tabelle XI und Fig. 11.

Tabelle XI.

Zeit *h*	Leitfähigkeit
3^{15}	0
3^{45}	2
3^{53}	3
3^{56}	10
3^{59}	200
4^{03}	425
4^{08}	760
4^{13}	1080
4^{24}	1400
5^{0}	1700
5^{15}	1800
5^{30}	1880
6^{0}	2000
6^{45}	2100

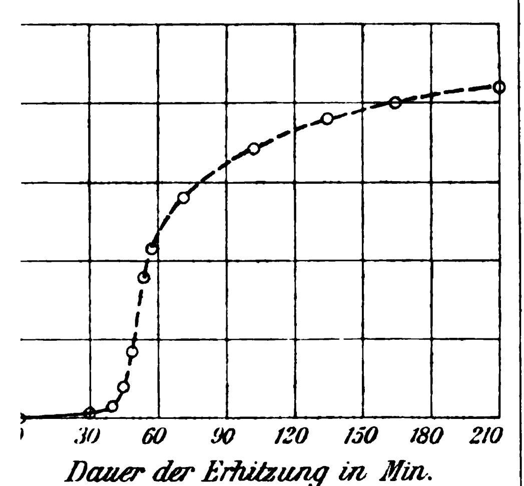


Fig. 11.

ı solchen Versuch habe ich auch im ɪt vorgenommen, um den Vorgang der ıation zugleich mit der Leitfähigkeits- beobachten zu können. Es zeigte ; die Kristallisation von einigen Punkten und rasch um sich griff; sie war von arken Leitfähigkeitszunahme begleitet zog sich innerhalb kurzer Zeit. \bkühlungszeit betrug bei diesen Zellen :ns 1 Stunde. Alle Präparate zeigten Verhalten wie die nach der Methode stellten (hygroskopisches Selen).

f)

Methode f) unterscheidet sich von e) ch die äußerst rasche Kühlung. Die ·erhielten sich normal wie bei Methode d), nur war ihre Lichtempfindlichkeit ering (trockenes Selen). Grund vorstehender Versuchsergebnisse komme ich zu dem Resultat: Das Verhalten der Präparate, welche im Luftbad hergestellt werden, ist besonders von der Höhe der Erhitzungstemperatur und der Dauer der Abkühlung abhängig. Rasche Kühlung liefert stets normale Präparate, die ziemlich unempfindlich gegen Feuchtigkeit sind; bei äußerst langsamer Kühlung dagegen entsteht hygroskopisches Selen, an dem man anomale Vorgänge beobachtet. Es empfiehlt sich daher, Selenpräparate in evakuierte Röhren einzuschließen.

Bei meinen früheren Versuchen bin ich zu dem Resultat gelangt, daß die Empfindlichkeit bei langsamer Kühlung nur bis zu einer Erhitzungstemperatur von 195^0 zunimmt, um nachher rasch abzunehmen, bei rascher Kühlung aber erfährt die Empfindlichkeit über 200^0 immer noch eine mäßige Steigerung. Dieses Resultat erklärt sich nun sehr einfach. Ich möchte aber vorher noch eine Beobachtung mitteilen.

Ein Selenpräparat wurde ungefähr zehnmal je eine Stunde auf 195^0 erhitzt und abwechslungsweise bald rasch, bald langsam gekühlt. Der Photoeffekt vergrößerte sich anfangs etwas, um dann vollständig konstant zu bleiben. Die Art der Kühlung war auf das einmal kristallisierte Präparat ohne Einfluß. Es hat sich also auch hier das im I. Teil angeführte Gesetz von Siemens und Schrott, daß sich eine Modifikation durch nochmaliges Erhitzen nicht mehr leicht umwandeln läßt, vollauf bestätigt.

Ich komme nun auf die obengenannte Arbeit über die Empfindlichkeit zurück. Damals habe ich ein Präparat erst auf 170^0 erhitzt; da die Abkühlung nicht langsam genug, auch die Temperatur niedrig war, so verhielt sich das Element normal. Die folgenden Erhitzungen auf 180, 190 und 195^0 vermochten die einmal gebildete Modifikation noch nicht umzuwandeln. Erst bei Erhitzung auf 200^0 und darüber, verbunden mit langsamer Abkühlung, bildete sich allmählich hygroskopisches Selen, in dem die Lichtempfindlichkeit durch andere Vorgänge verdeckt wird, also eine scheinbare Abnahme erleidet. Bei den rasch gekühlten Präparaten nahm die Lichtempfindlichkeit bis zum Schmelzpunkt immer noch zu; daß dieselbe aber bei Erhitzungstemperaturen über 200^0 mit der Zeit rascher sinkt als bei einer Erhitzungstemperatur von 195^0, kann ich nach meinen jetzigen Versuchen nicht als allgemeingültig erachten. Praktisch empfiehlt sich sogar eine Erhitzung auf möglichst hohe Temperatur, da diese Präparate einen verhältnismäßig kleinen Widerstand und doch ziemlich große Empfindlichkeit besitzen. Um endgültig die Frage zu entscheiden, ob rasche oder langsame Küh-

lung brauchbarere Zellen liefert, ist Herstellung in evakuierten Röhren nötig.

Vergleicht man meine Beobachtungen mit den Resultaten anderer Physiker, so findet man recht gute Übereinstimmung. Alle Forscher, wie Kalischer, Schrott und Pochettino, welche Leitfähigkeitsabnahme bei Belichtung beobachtet, haben Erhitzung auf möglichst hohe Temperatur und recht langsame Abkühlung angewendet. Siemens und Hesehus, welche wiederholt die sogen. Ermüdung erwähnen, scheinen nicht allzu rasch gekühlt zu haben, während die übrigen Forscher scheinbar auf die Abkühlung kein Gewicht legten.

Damit ist auch entschieden nachgewiesen, daß die metallische Leitfähigkeit und sogen. negative Lichtempfindlichkeit in keinem Zusammenhang stehen; übrigens zeigen auch diese hygroskopischen Präparate, wie aus Versuchen von Schrott und mir hervorgeht, durchweg negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes.

Zum Schluß möchte ich noch kurz über die Abhängigkeit der Lichtempfindlichkeit von der Temperatur einiges erwähnen. Nachdem Pochettino[1]) festgestellt, daß der Photoeffekt auch bei der Temperatur der flüssigen Luft noch existiert und bei Abkühlung von der Zimmertemperatur auf -185^0 nur um 25 Proz. abnimmt, hat Carpini[2]) die Empfindlichkeit bei 0 und 100^0 gemessen und die Werte 0,3 bezw. 0,07 gefunden, woraus sich eine durchschnittliche Abnahme der Lichtempfindung um 0,002 pro Grad Erwärmung ergäbe. Schrott hat beobachtet, daß die Lichtempfindlichkeit mit der Temperaturerhöhung abnimmt und in der Nähe des Schmelzpunktes verschwindet.

Das Selenpräparat, welches mindestens zehnmal je 1 Stunde auf 195^0 erwärmt worden war, hatte sich innerhalb 4 Wochen gar nicht verändert. Mit Temperaturerhöhung nahm die Lichtempfindlichkeit erst rasch, dann langsam ab, um in der Gegend von 200^0 vollständig zu verschwinden. Tabelle XII und Fig. 12 enthalten die zugehörigen Versuchsresultate; die Empfindlichkeit ist in Proz. angegeben.

1) Pochettino, Rend. Acc. dei Linc. 11, 286, 1902.
2) Carpini, diese Zeitschr. 7, 306, 1906.

Tabelle XII.

Temperatur	15^0	63^0	100^0	130^0	140^0
Empfindlichkeit in %	115	17	8	2	1,2

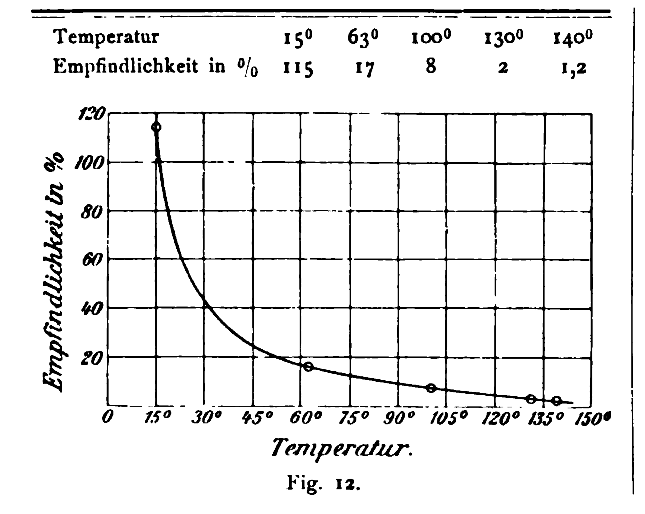


Fig. 12.

III. Photoelektromotorische Kraft.

Bekanntlich ist das Licht imstande, im Selen eine E.M.K. zu erregen. Obwohl über diese photoelektromotorische Kraft des Selens verhältnismäßig wenige Arbeiten existieren, sind doch in mehreren Punkten direkt widersprechende Resultate zu verzeichnen. Es hat dies seinen Grund in der verschiedenartigen Konstruktion der Präparate. Der von Bidwell[1]) aufgestellte Satz: „die photoelektrischen Ströme sind abhängig von der Gegenwart von Feuchtigkeit und rühren wohl sicherlich von chemischen Prozessen her", gilt nur für eine Art von Zellen. Wir müssen hier zwei Wirkungen streng auseinander halten. Ich teile die Zellen in 3 Arten:

1. Art. In den galvanischen Zellen, bei denen eine bezw. zwei Selenelektroden in eine Flüssigkeit tauchen, existiert schon im Dunkeln eine E.M.K. Bei Belichtung wird nun die belichtete Selenelektrode stark elektronegativ, mag sie im Dunkeln positiv oder negativ gewesen sein. Wir haben es also hier mit einer direkten Erregung einer E.M.K. und nicht mit Leitfähigkeitsvergrößerung zu tun. Die Polarisation spielt in diesen Zellen eine große Rolle, so daß der Photoeffekt wie in den feuchten Selenzellen scheinbar eine Abnahme mit der Belichtungsdauer erfährt. Der Photostrom fließt stets in der Richtung der Lichtstrahlen, d. h. von der beschatteten durch die Flüssigkeit zur belichteten Selenelektrode. Polarisation kann den Photoeffekt ganz bedeutend fördern, aber auch vollständig vernichten, sie hat aber nur auf die Stärke, nicht auf die Richtung des Stromes einen Einfluß. Diese Gesetze habe ich in meinen früheren Arbeiten genau festgestellt[2]). Reinganum[3]) hat in den Stromkreis noch eine E.M.K. eingeschaltet und gefunden, daß die Empfindlichkeit in hohem Maße von der angelegten Spannung abhängt. Durch seine Beobachtungen wird das von mir aufgestellte Gesetz über die Richtung des Photostromes bestätigt. In einem Falle beobachtete Reinganum eine Ausnahme, die aber auf Erhöhung

1) Bidwell, Phil. Mag. 40, 233, 1895.
2) Ries, Dissertation S. 30—31 und diese Zeitschr. 9, 164, 1908.
3) Reinganum, diese Zeitschr. 7, 786, 1906 und 8, 293, 1907.

itfähigkeit unter dem Einfluß des Lichtes
zuführen ist.
Art. Ich komme nun zu den Selenzellen,
nen das Selen zwischen durchsichtigen
olien eingeschmolzen ist. Einschmelzen
en Metalldrähten empfiehlt sich nicht.
chte hier hauptsächlich auf die Arbeiten
janin[1]), Kalischer[2]) und meine Disser-
S. 28—29) verweisen. Diese Zellen be-
im Dunkeln nicht die geringste E.M.K.
id kaum polarisierbar. Der Photoeffekt
t sofort beim Auffallen der Lichtstrahlen,
indenlang konstant und verschwindet
bdunkeln sofort vollständig. Wir haben
er eine direkte Erregung einer E.M.K.
em Einfluß des Lichtes.
anin hat an seinen Platin-Selen-Platin-
festgestellt, daß der photoelektrische
stets in der Richtung der Lichtstrahlen
mmer ist die belichtete Elektrode elek-
iv. Die Richtung des Photostromes ist
nau dieselbe wie in den galvanischen
llen, von der belichteten Selenseite nach
belichteten. An einigen Messing-Selen-
llen, bei denen die eine Elektrode aus
Messingblech bestand, floß der Photo-
tets in derselben Richtung, welche Seite
lichtet wurde. Diese Beobachtung habe
a bei meiner früheren Arbeit an Zellen,
Elektroden aus verschiedenem Blattme-
tanden, gemacht. Daraus müßte man
n, daß die Natur der Elektroden von
auf die Richtung des Photoeffektes ist.
ses Gesetz für die galvanischen Selen-
nicht gilt, unterzog ich eine der zwei
ben Jahren hergestellten Zellen einer
hen Untersuchung. Ich erhitzte sie
s auf 195° und kühlte sie langsam ab.
chtung zeigte sich die belichtete Elek-
ositiv, bei Belichtung der andern Seite
ich einen weit schwächeren Strom in
n Richtung. Durch genaue Unter-
habe ich festgestellt, daß die Rück-
berhaupt unempfindlich für das Licht
r bei Belichtung der Rückseite auftre-
hotostrom rührte von den seitlich durch
ment gedrungenen Lichtstrahlen her,
auf die Vorderseite einwirkten; daher
ch in diesem Fall die Wirkung ent-
id geringer. Man darf wohl mit Recht
en, daß dasselbe auch für die Messing-
atinzellen von Uljanin gilt, da ja deren
e aus undurchsichtigem Messingblech
also eine Belichtung des Kontaktes
nöglich war. Daraus ergibt sich, daß
ır der Elektroden auf die Richtung des
omes nicht von Einfluß ist und der-
selbe wie in den galvanischen Zellen von der
belichteten nach der unbelichteten Selenseite
fließt. Auf einige scheinbare Ausnahmefälle,
die durch Feuchtigkeit hervorgerufen wurden,
komme ich im nächsten Abschnitt zurück.

3. Art. Eine weitere Art von Zellen hat Righi[1]) konstruiert. Er stellte dünne Selenscheibchen her und preßte dieselben zwischen zwei Drahtnetzen als Elektroden fest. Er erhielt bereits im Dunkeln eine E.M.K.; wenn er aber belichtete, so beobachtete er eine Zunahme der E.M.K., welche nach Abdunkelung ihren ursprünglichen Wert annahm. Die Lichtwirkung war meist nur gering und wurde mit dem Elektrometer gemessen. Es unterliegt keinem Zweifel, daß hier lediglich eine Leitfähigkeitsvergrößerung unter dem Einfluß des Lichtes vorliegt und keine Erregung einer E.M.K. All diese Selenpräparate wurden ja langsam gekühlt, da man annahm, daß durch eine Erhitzung auf 195—200° und langsame Abkühlung die photoelektromotorische Kraft bedingt sei. Diese Präparate bestanden also aus feuchtem Selen, das die Rolle eines Elektrolyten spielte. Auch Kalischer hat an Kupfer-Zink und Kupfer-Messing-Zellen (Selen war zwischen Drähten eingeschmolzen) beobachtet, daß die Richtung des Photostromes dieselbe wie in den elektrischen Elementen war; daß diese Zellen feucht waren und die Wirkung auf einer Leitfähigkeitsvergrößerung beruhte, ergibt sich daraus, daß Widerstand und Empfindlichkeit seiner Zellen mit der Zeit bedeutend abnahm. Diese allmähliche Leitfähigkeitsvergrößerung ist eben charakteristisch für feuchtes Selen.

Meine Versuche über die festen, photoelektromotorisch wirksamen Selenzellen, die sämtlich $^1/_2$ Stunde auf 195° erhitzt und langsam gekühlt wurden, haben zu folgenden Resultaten geführt.

Wurde das Selen zwischen durchsichtigen Metallfolien eingeschmolzen, so daß es fest an den Elektroden haftete, so zeigten die Präparate gleich nach der Herstellung keine E.M.K. im Dunkeln und waren kaum polarisierbar. Bei Belichtung entstand ein Strom, der vollständig konstant war und bei Abdunkelung sofort verschwand. Wir haben also hier eine direkte Erregung einer E.M.K. Der Photoeffekt ist unabhängig von der Natur der Elektroden (2. Art).

Wurden Selenscheibchen zwischen Metallfolien gepreßt, so erhielt ich schon im Dunkeln einen Strom, der bei Belichtung zunahm. Die Richtung der Ströme hing von der Natur der Elektroden ab und war die gleiche, wie in den

janin, Wied. Ann. **34**, 241 und **35**, 836, 1888.
lischer, Wied. Ann. **31**, 101, 1887; **35**, 397, **37**, 528, 1889.

1) Righi, Ann. d. Phys. Beibl. **12**, 683, 1888 und Wied. Ann. **36**, 464, 1889.

elektrischen Elementen. Wir haben es also hier mit einer Leitfähigkeitsvergrößerung zu tun. Bei einigen Zellen konnte ich daneben noch eine schwache Erregung einer E.M.K. beobachten, so daß eine Erscheinung über die andere sich lagerte (3. Art).

Präparate der 2. Art können infolge ihres festen Kontaktes nur äußerst langsam Feuchtigkeit aufnehmen; dann verlieren sie ihren hohen Widerstand und es treten anomale Vorgänge auf. Die elektromotorische Erregbarkeit ist immer mit hohem Widerstand verbunden. Die Zellen der 3. Art aber nehmen sofort mit der Abkühlung Feuchtigkeit auf.

Präparate, die infolge Feuchtigkeitsaufnahme bereits polarisierbar geworden, verhalten sich bei geringer Polarisation normal. War die Polarisation aber kräftig, so entstehen bei Belichtung wie in den Präparaten a) und in den galvanischen Selenzellen wieder entgegengerichtete Ströme, welche den Photoeffekt verdecken und ein rasches Sinken des ursprünglichen Polarisationsstromes zur Folge haben. Daraus erklären sich auch einige Beobachtungen von Uljanin und Marc.[1])

Werden feucht gewordene Präparate der 2. Art wieder erhitzt, so geben sie während der Erwärmung ihre Feuchtigkeit ab und zeigen sich nach der Abkühlung wieder photoelektromotorisch erregbar.

1) Marc, Zeitschr. für anorg. Chemie **37**, 459, 1903.

Zum Schluß möchte ich noch auf eine Wärmewirkung hinweisen. Ein Präparat, bei dem das Selen zwischen zwei Kupferdrähten eingeschmolzen war, wurde stundenlang auf 210^0 erhitzt und rasch gekühlt. Mehrere Tage nach der Kühlung besaß es einen Wendepunkt bei 190^0, oberhalb dieser Temperatur hatte es einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes. Dieses Präparat zeigte im Dunkeln keine Spur von einem Strom. Als ich es erwärmte, entstand ein Thermostrom, der bei 100^0 sein Maximum erreichte, dann langsam abnahm und bei 190^0 (Wendepunkt) auf Null zurückging, um sich dann umzukehren. Bei recht langsamer Abkühlung ging er allmählich auf Null zurück, wurde wieder positiv und verschwand schließlich bei Zimmertemperatur.

Im übrigen erlaube ich mir auf meine demnächst erscheinende Schrift zu verweisen: „Die elektrischen Eigenschaften des Selens und seine Bedeutung für die Elektrotechnik".

Uffenheim in Bayern 19. Juni 1908.

(Eingegangen 19. Juni 1908.)

BESPRECHUNGEN.

G. Tammann, Über die Beziehungen zwischen den inneren Kräften und Eigenschaften der Lösungen. Ein Beitrag zur Theorie homogener Systeme. 8. VII u. 184 S. mit 28 Abbildungen. Hamburg, Leop. Voß. 1907. M. 9,—

Die wissenschaftlichen Arbeiten G. Tammanns haben sich zu einem sehr großen Teil dem Studium der verschiedensten Stoffe unter hohen Drucken zugewandt und durch den damit im hohen Grade erweiterten Überblick über das Zustandsfeld in wertvollster Weise zur Vermehrung unserer Kenntnisse beigetragen. Besonders hinweisen möchte ich hier auf die geklärte Auffassung des amorphen festen Zustandes und auf die überaus fruchtbaren Anwendungen in der Geophysik, speziell in der Vulkantheorie. Tammann weist nun aus einer großen Reihe von Eigenschaften nach, daß Lösungen sich verhalten wie das Lösungsmittel, wenn dieses unter einem erhöhten Drucke steht; je konzentrierter die Lösung, desto höher der Druck, unter dem das reine Lösungsmittel sich ebenso verhält wie die betrachtete Lösung. Eine große Reihe von Eigenschaften, über welche die gebräuchlichen und für viele Dinge so fruchtbaren Lösungstheorien keinerlei Aussagen machen, finden hier ihre einheitliche Darstellung, so daß dies Grundgesetz für das Verhalten von Lösungen als wertvoller Begleiter der Theorien des osmotischen Druckes und der elektrolytischen Dissoziation angesprochen und verwertet werden muß. Auf ein längeres Eingehen müssen wir leider aus Mangel an Raum hier verzichten, doch sei das Studium der Tammannschen Monographie angelegentlich empfohlen. E. Bose.

James Chappuis et Alphonse Berget, Leçons de Physique Générale. Cours professé à l'École Centrale des Arts et Manufactures et complété suivant le programme du Certificat de Physique Générale. Deuxième édition entièrement refondue. Tome I. Instruments de Mesure. — Pesanteur. — Élasticité. — Statique des Liquides et des Gaz. — Chaleur. — Lex.-8. IX u. 669 S. Paris, Gauthier-Villars. 1907. — 14 Fr., in weich. Lederbd. 17 Fr.

Die Verfasser wollen dem jungen Studierenden, der von der Schule kommend die Hochschule bezieht, ein Buch an die Hand geben, welches ihm mehr bieten soll, als ihm der Schulunterricht übermitteln konnte, und ihm den Übergang zum Studium schwierigerer Fach-

ialwerke erleichtern soll. Die Ver-
en versucht, von höherer Mathematik
wenig Gebrauch zu machen. Der
de soll aus dem Experiment heraus
ze kennen lernen. Großen Nachdruck
Verfasser auf die Dimensionslehre.
Methoden zur Messung von Längen,
Kräften nehmen einen breiten Raum
Band ist mit 303 guten Figuren aus-
Das Werk verdient auch im deut-
rachgebiete Interesse. Max Iklé.

---

stein, Die Lehre von der Wärme verständlich dargestellt. Mit 33 Ab-
gen im Text. („Aus Natur und Geistes-
172. Bändchen.) 16. 126 S. Leipzig,
Teubner. 1907. M. 1,—, geb. M. 1,25.

'inter 1905—1906 hat der Verf. in den
volkstümlichen Hochschulkursen sechs
entalvorträge über Wärmelehre ge-
die nunmehr, nachträglich niederge-
, in Buchform vorliegen. Diese Ent-
geschichte des Buches zeigt, daß es
wohl für den Physiker von Fach be-
ist, als vielmehr für den gebildeten
Die Zuhörerschaft der volkstümlichen
ulkurse pflegt sich größtenteils aus
rkern, vorzugsweise Mechanikern, zu-
zusetzen. Der Umstand, daß an dem
iber Wärmelehre eine Anzahl von Volks-
rern teilgenommen haben, bot dem Verf.
ssung, auch, mehr als es vielleicht sonst
en sein würde, Unterrichtsversuche zu be-
tigen. Dadurch wird das Buch auch
erkreisen Anklang finden. Klare Dar-
und gute Figuren gestalten die Lektüre
m und erleichtern das Verständnis.
nzahl Tabellen, unter Berücksichtigung
esten Forschungsergebnisse zusammen-
, erhöht den Wert des Buches.

Max Iklé.

---

rn, Die Funkentelegraphie. (Aus „Natur Geisteswelt", 167. Bändchen.) IV u. 111 S.
Mit 53 Illustrationen. Leipzig, B. G. Teub-
1907. M. 1,—, geb. M. 1,25.

se kleine Übersicht darf für sich den
in Anspruch nehmen, trotz ihres ge-
Umfanges für den Laien, dem nicht
e physikalische Grundlage fremd ist, ver-
ich zu sein. Vorwiegend wird das deutsche
n behandelt. Diese scheinbare Einseitig-
egründet der Verfasser mit der außer-
tlichen Verbreitung, welche das System
funken" — diese sprachliche Mißbildung
ider ebenso unausrottbar wie das nicht
rträglichere Wort „Funkentelegraphie" —
bereits erlangt hat. Der Verfasser legt den Hauptwert nicht sowohl auf die technische Darstellung, als vielmehr auf die Vorführung der wirtschaftlichen Entwicklung der Wellentelegraphie und auf die Darstellung ihres großen Verwendungsgebietes. „In einfacher, allgemein verständlicher Darstellung wird zunächst eine gedrängte und doch erschöpfende Übersicht über die elektrischen Vorgänge und die funkentelegraphischen Hilfsapparate gegeben, sowie die für die verschiedenen Anwendungsgebiete erforderlichen einzelnen Konstruktionstypen vorgeführt. Beschreibungen von Anlagen, die nach dem neuesten Stand von Wissenschaft und Technik in jüngster Zeit ausgeführt worden sind, sollen das Interesse für diesen neuesten Zweig der Elektrotechnik heben und das vielfach noch bestehende Mißtrauen betreffs der Sicherheit des Betriebes und der Wohlfeilheit dieses technisch verhältnismäßig einfachen Verkehrsmittels beseitigen. Historische Erörterungen sind auf das notwendigste beschränkt (leider!); auf die mathematische Ausdrucksweise konnte bei der Form der Darstellung ganz verzichtet werden". — Nachdem zum Schlusse noch die Entwicklung der Radiotelephonie gestreift worden ist, folgt ein Anhang, enthaltend: „Vergleich der Anlage- und Unterhaltungskosten einer Kabelverbindung und einer funkentelegraphischen Verbindung; Zusammenstellung der deutschen Land-, Küsten- und Schiffsstationen; Zusammenstellung der bis 1. April 1907 gelieferten Telefunken-Stationen; Internationaler Radiotelegraphenvertrag". Max Iklé.

J. Scheiner, Populäre Astrophysik. gr. 8. VI u. 718 S. mit 30 Tafeln und 210 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 12.—

Die letzten Jahre haben uns eine größere Zahl populärer Werke gebracht, die ohne im eigentlichen Sinn des Wortes populär zu sein, die Grundzüge und Ergebnisse der wissenschaftlichen Spezialforschung dem Fernerstehenden in allgemeinerer Form übermitteln wollen. Hierhin ist das vorliegende Buch zu rechnen. Es setzt bei seinen Lesern nicht gerade größere Kenntnisse, aber doch physikalisches Verständnis voraus. Demgemäß werden im ersten Teil die physikalischen und physiologischen Gesetze, auf denen die Astrophysik aufgebaut und ihre Forschungsmethoden, Spektralanalyse, Photometrie und Photographie zölestischer Objekte abgehandelt. Die zweite Hälfte bringt die Resultate der astrophysikalischen Beobachtungen an Sonne, Planeten, Fixsternen usw. Aus der Fülle des überaus großen Beobachtungsmateriales mußte natürlich eine Auswahl getroffen werden, die indessen so reichhaltig ist, daß sie gute allgemeine Orientierung er-

möglicht. Besonders hervorzuheben sind die in Lichtdruck hergestellten zahlreichen Tafeln, die in ausgezeichneter Reproduktion typische Nebelflecke, Sternhaufen und dergl. darstellen und eine treffliche Erläuterung des Textes bilden. Bei dem großen Interesse, das in gebildeten Laienkreisen der Astronomie entgegengebracht wird, muß das Erscheinen eines solchen Werkes um so erwünschter sein, als in den Lehrbüchern der populären Astronomie die Astrophysik gewöhnlich nicht diejenige Beachtung findet, die ihr gemäß ihrer Bedeutung für die Erkenntnis des Universums gebührt.

E. Przybyllok.

Jak. J. Weyrauch, Grundriß der Wärmetheorie. Mit zahlreichen Beispielen und Anwendungen. Nach Vorträgen an der königlichen technischen Hochschule in Stuttgart. Lex. 8°. XV u. 836 S. m. Figuren. Stuttgart, Konrad Wittwer. 1907. Ungebunden M. 28,—, gebunden M. 30,40.

Das aus langjährigen Vorlesungen an der Technischen Hochschule zu Stuttgart hervorgegangene Werk ähnelt in seiner Anlage und seinem Umfange den neueren Auflagen der verbreiteten „Technischen Thermodynamik" von Zeuner, mit dessen eigenartiger Darstellung der physikalischen Grundlagen es sich gelegentlich berührt. In beiden Werken ist der erste Band den zwei Hauptsätzen der Wärmelehre und der Theorie der Gase einschließlich der Thermochemie mit Anwendungen auf Luft- und Verbrennungsmaschinen, der zweite den gesättigten und überhitzten Dämpfen sowie der Theorie der Dampfmaschinen gewidmet. Während nun Zeuner neben dem Wasserdampf auch eine Reihe anderer Körper (z. B. NH_3, CO_2, SO_2) behandelt und ihre Zustandsänderungen in Kaltdampfmaschinen verfolgt, gibt Weyrauch in der letzten Hälfte des zweiten Teiles eine ausführliche, sehr lesenswerte Darstellung der Aerostatik und Aerodynamik, wohl im Anschluß an besondere Vorlesungen über diese Gebiete in Stuttgart. In diesen Kapiteln haben u. a. die neuesten Untersuchungen über Gasströmung, auf welcher Zeuner trotz ihrer Wichtigkeit für Dampfturbinen in der letzten Auflage nur kurz hingewiesen hat, Platz gefunden; ebenso sind die neuesten Experimentalforschungen über Wasserdampf schon vollkommen verarbeitet. Den Schluß bildet bei Weyrauch das thermische Verhalten fester Körper, welches in Zeuners Werk nach der Auflage von 1877 gänzlich gestrichen wurde. Auch im einzelnen weicht die Darstellung Weyrauchs von der Zeunerschen oft erheblich ab, so daß sein Buch als eine durchaus selbständige, überdies von großer Lehr-Erfahrung zeugende Leistung zu bezeichnen ist. Ganz besonders wertvoll sind die in überraschender Fülle eingestreuten und durch kleinen Druck hervorgehobenen Übungsbeispiele zu fast allen theoretisch gewonnenen Resultaten. Sie sind vorwiegend der reichen technischen Versuchsliteratur der letzten Jahre in geschickter Auswahl entnommen und lassen das auch äußerlich gut ausgestattete Weyrauchsche Buch zum Selbststudium in hervorragendem Maße als geeignet erscheinen.

H. Lorenz.

Tagesereignisse.

Für ein zu gründendes Institut für Radiumforschung in Wien, das der Konzentration des Joachimsthaler Rohstoffes an einer Arbeitsstätte dienen soll, wurden 500000 Kronen gestiftet. Das neue Institut soll als selbstständiges Gebäude neben dem physikalischen Universitätsinstitut errichtet werden und unter der Leitung des Professors Franz Exner stehen. Die Studien sollen alle physikalischen und chemischen, jedoch nicht die ärztlichen Eigenschaften des Radiums und der verwandten Stoffe umfassen. Sie werden sich beziehen auf diese Stoffe, ferner auf die Umwandlung chemischer Elemente, die Emanation verschiedenartiger Strahlen, die große Frage der Natur des Lichtes, die allgemeine Verbreitung radioaktiver Vorgänge und den etwaigen Einfluß auf die Atmosphäre und andere einschlägige Fragen. —

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Fritz Weigert und Dr. J. Houben für Chemie.

Berufen: Professor Marius Lacombe bisher am eidgenöss. Polytechnikum in Zürich zum a. o. Professor für darstell. u. analyt. Geometrie an der Universität Lausanne.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Leo Finzi zum a. o. Professor für Elektrotechnik daselbst, Professor Dr. W. J. Pope in Manchester zum Professor für Chemie an der Universität Cambridge in England (als Nachfolger Liveings).

Verliehen: Dem ord. Professor für höhere Mathematik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Robert Fricke der Titel Geheimer Hofrat.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



IYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

3. 15. September 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 19 am 14. September 1908.

INHALT.

ttellungen:
gt, Beobachtungen über natür- und magnetische Drehung der sationsebene in Kristallen von la. S. 585.
Wood, Über die Emission sierten Lichtes seitens fluores- der Gase. S. 590.
:kendraht, Untersuchungen ioreszierenden Natriumdampfe. 3.
R. v. Hirsch, Versuche über Gasbildung in Entladungsröhren. S. 603.
W. Kaufmann, Leuchtende Wolke. S. 606.
E. Rudolfi, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. S. 607.
Vorträge und Reden:
E. Gerland, Über die Stetigkeit der Entwicklung der physikalischen Kenntnisse. S. 609.
Praktische Ecke:
W. Kaufmann, Eine Bandklemme. S. 616.
Fragekasten. S. 616.
Tagesereignisse. S. 616.
Personalien. S. 616.
Gesuche. S. 616.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

htungen über natürliche und magne-)rehung der Polarisationsebene in Kristallen von K. Honda.

Von W. Voigt.

Zweck der mitzuteilenden Untersuchung erster Linie die Beschaffung von Zahlen- .l für die in der Überschrift genannten nungen, desgleichen bisher nur recht ı vorhanden ist. Daneben sollte aber lich auch eine Frage von größerer prin- r Bedeutung erledigt werden.

ältere Auffassung der natürlichen ıg in Kristallen ging dahin, daß dieselbe vie bei isotropen Körpern, durch einen en (von der Farbe abhängigen) Parameter mt würde. Sie bot sich von selbst, da türliche Drehung bis vor kurzem (außer ulären, den isotropen Medien äquivalenten len) nur bei einachsigen Kristallen in ichtung der optischen Achse beobachtet ınd diese Beobachtung natürlich nur auf Parameter führte. Die wichtige Ent- ıg Pocklingtons[1]), daß die natürliche ng bei einzelnen zweiachsigen Kristallen nmt, und daß unter diesen Rohrzucker der beiden Achsenrichtungen nach Sinn Größe verschiedene Drehungen liefert, s, daß die natürliche Drehung bei zwei- en Kristallen von mehreren Parametern gt. Dasselbe gelang mir[2]) bei einem ein- en Kristalle (Quarz) zu zeigen, indem ich hr kleine Wirkung der rotatorischen Kräfte r Richtung normal zur optischen Achse Messung unterwarf.

er hiermit erledigten Frage geht nun er- ich die andere parallel, ob die magnetische Drehung ein ein- oder ein mehrparametrischer Vorgang ist. Da eine Wirkung der rotatorischen magnetischen Kräfte in anderen Richtungen, als denen der optischen Achsen, kaum nachweisbar ist — wenigstens sind meine dahin zielenden vielfachen Versuche sämtlich ohne Resultat geblieben, — so spitzte die Frage sich dahin zu, ob sich bei einem zweiachsigen Kristall, dessen beide optischen Achsen kristallographisch ungleichwertig sind, Verschiedenheiten zwischen den, den beiden Achsenrichtungen zugeordneten, magnetischen Drehungen nachweisen lassen.

Der einfachste Fall, wo die Voraussetzung der Ungleichwertigkeit der optischen Achsen erfüllt ist, findet sich bei monoklinen Kristallen, falls die Ebene der optischen Achsen normal zur zweizähligen Symmetrieachse resp. parallel der kristallographischen Symmetrieebene liegt. Dieser Fall bietet sich also vor allem zur Untersuchung.

Da keineswegs alle nach Symmetrie möglichen Erscheinungen bei Kristallen auch faktisch auftreten, so hatte es ein gewisses Interesse, zu untersuchen, was die Elektronentheorie bezüglich der magnetischen Drehung in der Richtung ungleichwertiger optischer Achsen aussagt. Wie die nachfolgende Skizze dieser Untersuchung zeigt, läßt die Elektronentheorie eine Verschiedenheit der magnetischen Drehung unter den geschilderten Umständen in der Tat zu.

Was die Resultate der Beobachtung angeht, so wird durch dieselben das Resultat der Theorie bei Rohrzucker anscheinend bestätigt. Allerdings ist dies Ergebnis mit einer gewissen Reserve auszusprechen, da die Messungen ziemlich große Schwierigkeiten bieten. Wenn genügend vollkommenes Material von anderen Kristallen derselben Symmetrie beschafft werden kann, soll die Untersuchung fortgesetzt werden.

[1]) H. C. Pocklington, Phil. Mag. (6) 2, 361, 1901.
[2]) W. Voigt, Gött. Nachr. 1904, 155, Ann. d. Phys. 5, 1905.

1. Theorie der magnetischen Drehung für monokline Kristalle erster Art.

Als monokline Kristalle erster Art sollen diejenigen von der oben geschilderten optischen Symmetrie bezeichnet werden; diejenigen zweiter Art sind dann solche, bei denen die Ebene der optischen Achsen die zweizählige Symmetrieachse enthält, resp. normal steht zu der kristallographischen Symmetrieebene.

Da der Beobachtung schließlich nur die Richtungen der optischen Achsen zugänglich sind, so kann die theoretische Untersuchung von vornherein auf Lagen der magnetischen Feldstärke und der Wellennormale innerhalb dieser Ebene beschränkt werden.

Wir legen die Z-Koordinatenachse in die zweizählige Symmetrieachse, die Wellennormale und die magnetische Feldstärke also in die XY-Ebene. Bezeichnet man die Elongationen eines schwingenden Elektrons aus der Ruhelage mit $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ und setzt periodische Schwingungen mit der Frequenz ν voraus, so werden die Bewegungsgleichungen des Elektrons die Form erhalten:

$$\begin{aligned} p_{11}\mathfrak{x} + p_{12}\mathfrak{y} - i\nu B\mathfrak{z} &= eX, \\ p_{21}\mathfrak{x} + p_{22}\mathfrak{y} + i\nu A\mathfrak{z} &= eY, \\ p_{33}\mathfrak{z} + i\nu(B\mathfrak{x} - A\mathfrak{y}) &= eZ. \end{aligned} \tag{1}$$

Dabei sind die $p_{hk} = p_{kh}$ im allgemeinen komplexe Funktionen der Frequenz ν, die in durchsichtigen Spektralgebieten aber als reell gelten können; sie stellen dann für jede Frequenz die Komponenten eines Tensortripels p_1, p_2, p_3 dar, dessen einer Tensor p_3 in die Z-Achse fällt und mit p_{33} identisch ist. A und B sind den Komponenten der (inneren) magnetischen Feldstärke proportional, unter deren Wirkung das Elektron schwingt; X, Y, Z sind die Komponenten der elektrischen Feldstärke in der Lichtwelle, e ist Elektronenladung.

Da wir die Entwicklung nicht weiter als bis zu den Gliedern erster Ordnung in der magnetooptischen Wirkung treiben wollen, so kann man aus dem System (1) folgern

$$\begin{aligned} p_{11}\mathfrak{x} + p_{12}\mathfrak{y} &= e(X + i\nu BZ/p_3), \\ p_{21}\mathfrak{x} + p_{22}\mathfrak{y} &= e(Y + i\nu AZ/p_3), \\ p_3\mathfrak{z} &= e\Big(Z - \frac{i\nu}{p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21}}\left[(Bp_{22} + Ap_{12})X \right. \\ &\qquad \left. - (Bp_{12} + Ap_{11})Y\right]\Big). \end{aligned} \tag{2}$$

Die Komponenten $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ der elektrischen Polarisation sind nach dem Schema

$$\mathfrak{X} = X + 4\pi\Sigma\mathfrak{N}e\mathfrak{x} \tag{3}$$

zu berechnen, wobei $\mathfrak{N}$ die Anzahl der Elektronen einer bestimmten Art in der Volumeneinheit bezeichnet, und die Summe über alle Arten zu erstrecken ist.

Wir schreiben das Resultat

$$\begin{aligned} \mathfrak{X} &= XP_{22} - YP_{12} + iQ_1 Z, \\ \mathfrak{Y} &= YP_{11} - XP_{12} - iQ_2 Z, \\ \mathfrak{Z} &= ZP_{33} - iQX + iQ_2 Y. \end{aligned} \tag{4}$$

Dabei ist z. B.

$$\begin{aligned} P_{11} &= 1 + 4\pi\sum\frac{\mathfrak{N}e^2 p_{11}}{p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21}}, \\ P_{12} &= 4\pi\sum\frac{\mathfrak{N}e^2 p_{12}}{p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21}}, \\ Q_1 &= 4\pi\nu\sum\frac{\mathfrak{N}e^2(Bp_{22} + Ap_{12})}{p_{33}(p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21})}, \\ Q_2 &= 4\pi\nu\sum\frac{\mathfrak{N}e^2(Ap_{11} + Bp_{12})}{p_{33}(p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21})}. \end{aligned} \tag{5}$$

Sind die p_{hk} Tensorkomponenten von dem oben geschilderten Verhalten, so ist $p_{11}p_{22} - p_{12}p_{21} = p_1 p_2$, also vom Koordinatensystem unabhängig. Daraus folgt dann, daß auch die P_{hk} Tensorkomponenten von dem oben genannten Typus sind.

Für das Weitere ist es vorteilhaft, die Richtung der Wellennormalen festzuhalten und den Kristall gegen sie um die Z-Achse zu drehen. Wir wählen die Wellennormale zur X-Achse; die P_{hk} variieren dann mit der Lage des Kristalles. Gehen wir von den Richtungen der Tensoren P_1 und P_2 für die betreffende Farbe als Hauptlagen für die X- und Y-Achse aus und kürzen Kosinus und Sinus des Winkels (P_1, X) in c und s ab, so wird

$$\begin{aligned} P_{11} = P_1 c^2 + P_2 s^2, \quad P_{22} &= P_1 s^2 + P_2 c^2, \\ P_{12} &= (P_2 - P_1) cs. \end{aligned} \tag{6}$$

Nun gilt, falls n den Brechungsindex bezeichnet, unter den gemachten Voraussetzungen nach den allgemeinen elektromagnetischen Gleichungen

$$\mathfrak{X} = 0, \quad \mathfrak{Y} = n^2 Y, \quad \mathfrak{Z} = n^2 Z; \tag{7}$$

dies liefert bei Kombination mit (4) und bei Elimination von X bis auf Glieder erster Ordnung:

$$\begin{aligned} Y\left(n^2 - \frac{P_{11}P_{22} - P_{12}^2}{P_{22}}\right) &= iZ\left(\frac{Q_1 P_{12}}{P_{22}} - Q_2\right), \\ Z(n^2 - P_{33}) &= -iY\left(\frac{Q_1 P_{12}}{P_{22}} - Q_2\right). \end{aligned} \tag{8}$$

Wirkt das äußere magnetische Feld nicht, so sind die Q_h gleich Null. Dann liefern die Formeln (8) je eine Schwingung parallel und normal zur Z-Achse, deren Brechungsindizes durch

$$n_p^2 = P_{33} = P_3, \quad n_n^2 = \frac{P_{11}P_{22} - P_{12}^2}{P_{22}} = \frac{P_1 P_2}{P_{22}}$$

gegeben sind.

Die Richtungen der optischen Achsen sind durch die Beziehung

$$n_p = n_n \tag{10}$$

definiert, welche zwei zweiseitige Richtungen bestimmt.

diese Richtungen gilt dann bei Ein- des Feldes

$$n^2 = P_{33} \pm \left(\frac{Q_1 P_{12}}{P_{22}} - Q_2\right), \qquad (11)$$

e doppelten Vorzeichen zwei parallel chen Achse fortgepflanzten zirkulären ntsprechen.

nagnetische Drehung der Polarisations- mit der Differenz der beiden Brechungs- roportional. Bei den gewöhnlichen sie den Beobachtungen liegen die Kraft- rallel der Wellennormale; es ist hier so- o, und es wird wegen $p_{11} p_{22} - p_{12}{}^2 = p_1 p_2$,

$$Q_1 = 4\pi\nu A \sum \frac{\mathfrak{N} e^2 p_{12}}{p_1 p_2 p_3}. \qquad (12)$$
$$Q_2 = 4\pi\nu A \sum \frac{\mathfrak{N} e^2 p_{11}}{p_1 p_2 p_3}.$$

lelt es sich um einen Kristall mit rhom- Symmetrie, so kann man die auf jede enart ausgeübten (in den p_{hk} enthaltenen) ls dieser Symmetrie entsprechend n. Hier liegen also die Tensoren p_k Elektronenart und jede Frequenz, und auch die P_k den Hauptachsen des s parallel. Die optischen Achsen liegen isch zu diesem Achsensystem; es ist ür zwei benachbarte Seiten von ihnen für jede Elektronenart p_{11} resp. p_{22} völlig che, p_{12} dagegen von gleicher Größe entgegengesetztem Vorzeichen. P_{11}, Q_1. P_{12} sind demgemäß für beide op- chsen die gleichen; demgemäß dreht her Kristall auch längs beider Achsen nselben Betrag, — wie das seiner rie entspricht.

ers bei einem monoklinen Kristall ten Art. Hier können für die ver- ien Elektronenarten und die verschie- Frequenzen die Tensoren p_1 und p_2 b der XY-Ebene alle möglichen Lagen Die optischen Achsen für irgendeine iegen zwar wieder symmetrisch zu den n P_1 und P_2, für sie beide haben wieder P_{22} gleiche, und hat P_{12} entgegen- gleiche Werte; nicht aber gilt jetzt für die p_{11} und p_{22}, resp. für p_{12}. folgt dann, daß bei einem monoklinen dessen optische Achsen in der op- Symmetrieebene liegen, die Polarisations- des Lichtes längs beider Achsen um dene Beträge gedreht wird, auch wenn icher äußerer die wirkende innere sche Feldstärke (und somit A) die Größe hat.

einfachste Annahme ist ja allerdings, innere Feldstärke, unter der das Elektron t, der äußeren proportional ist, gleichviel en Richtung liegt. Indessen muß doch die Möglichkeit zugegeben werden, daß (selbst bei kleiner wahrnehmbarer Magnetisierbarkeit) in den Molekülen eines Kristalles die von außen ausgeübte magnetische Feldstärke je nach ihrer Orientierung gegen das Molekül ein verschieden starkes inneres Feld erregt. Die neuen Beobachtungen der Herren Kamerlingh Onnes und J. Becquerel[1]), die ich in einer späteren Notiz besprechen werde, drängen durchaus zu einer derartigen Annahme. Entspricht sie den Tatsachen, so kommt zu den oben besprochenen Ursachen der Verschiedenheit der magnetischen Drehung längs der beiden Kristallachsen noch die weitere, daß der Parameter A bei gleicher äußerer Feldstärke für die Richtungen der beiden optischen Achsen verschiedene Größe besitzt, falls dieselben kristallographisch ungleichwertig sind.

Beiläufig mag darauf hingewiesen werden, daß (auch wenn von derartigen Wirkungen abgesehen wird) die Drehung der Polarisationsebene für Licht, das parallel einer optischen Achse fortschreitet, nicht allein von der Feldkomponente (A) parallel zur Fortschreitungsrichtung abhängt, daß vielmehr auch die hierzu normale Komponente (B) einen Anteil gibt. Bei der Kleinheit der ganzen Wirkungen dürfte es indessen schwierig sein, derartige sehr eigenartige Effekte experimentell nachzuweisen.

2. Beobachtungen über natürliche Drehung.

Die Messungen der natürlichen und der magnetischen Drehung von ein- und zweiachsigen Kristallen sind bekanntlich dadurch erschwert, daß die reine Erscheinung je nur in der Richtung der optischen Achsen eintritt. Schon bei nur wenig gegen letztere geneigten Fortpflanzungsrichtungen wirkt die gewöhnliche Doppelbrechung störend und um so mehr, je dicker das Kristallpräparat ist. Daraus folgt, daß man mit möglichst parallelen Strahlenbündeln operieren muß.

Wir bedienten uns zur Beobachtung eines sehr guten Zeißschen Fernrohres von 32 cm Brennweite und ca. 20facher Vergrößerung, vor dessen Objektiv der Analysator und sodann die Kristallplatte befestigt war. Es folgte eine Linse von ca. 20 cm Brennweite, in deren Brennpunkt sich der Halbschattenapparat befand; ihm schloß sich der Polarisator an. Ein Wülfingscher Monochrometer lieferte von einem Nernstbrenner Lichtportionen, die genügend einfarbig waren.

Bei dieser Einrichtung erschienen die den Kristallplatten entsprechenden Ringsysteme im Okular in beträchtlicher Ausdehnung. Es handelte

1) J. Becquerel u. H. K. Onnes, Leiden Comm. Nr. 103, 1908, S. 15.

sich dann darum, die Trennungslinie des Halbschattenapparates möglichst genau durch die Spur der optischen Achse zu legen und durch Drehen des Analysators dort die Intensitäten zu beiden Seiten der Trennungslinie einander gleich zu machen. Dabei erwies es sich günstig, das dunkle Kreuz der einachsigen Kristalle durch die Trennungslinie unter 45^0, den dunkeln Balken der zweiachsigen Kristalle aber normal zu schneiden. Zu letzterem Zwecke mußten die zweiachsigen Kristallplatten in ihrer Ebene drehbar befestigt sein.

Immerhin bot die Erfüllung der obigen Forderung bezüglich der Grenzlinie des Halbschattenapparates in praxi erhebliche Schwierigkeiten, und zwar besonders bei Kristallen von starker Doppelbrechung, wo die Ringsysteme eng gedrängt erschienen; der Hauptbetrag der Unsicherheit der Endresultate entfällt auf diesen Umstand. Dabei war bei der Beobachtung der natürlichen Drehung der naheliegende Ausweg, zum Zweck der Vergrößerung der Ringsysteme die Dicke der Kristallplatten zu reduzieren, nur in geringem Umfange anwendbar, weil derselbe eben auch die Drehung herabdrückte. Unbedenklich war er bei der Bestimmung der magnetischen Drehung, weil man hier entsprechend der geringeren Dicke die Magnetpole einander mehr nähern und somit die Feldstärke steigern konnte. Hier ist er denn auch bei Rohrzucker und besonders bei Rechtsweinsteinsäure mit Vorteil zur Anwendung gekommen.

Im Interesse der Schärfe der Einstellung auf gleiche Dunkelheit muß die Trennungslinie des Halbschattenapparates möglichst fein und scharf fokussierbar sein. Nach verschiedenen Versuchen entschieden wir uns schließlich für die denkbar einfachste Anordnung: eine 0,25 mm dicke Quarzlamelle, deren Kante die Grenzlinie lieferte. Der Winkel zwischen den beiden Polarisationsebenen des Halbschattenapparates betrug sonach im Gelben etwa 5^0. Prinzipiell sind ja Halbschattenapparate mit kleineren Winkeln empfindlicher und bei homogenen Gesichtsfeldern jedenfalls vorzuziehen. Im vorliegenden Falle lagen indessen die Verhältnisse dadurch komplizierter, daß der Beobachtung nur die von den hellen Ringen umgebenen dunkeln Balken unterworfen werden konnten, und an diesen die Beobachtungen recht schwierig waren.

Je nach der Ausdehnung des Ringsystemes, wie auch der benutzten Farbe war die erreichbare Einstellungsgenauigkeit außerordentlich verschieden. Während die Nullstellung des Analysators (ohne Kristallplatte) sich für mittlere Farben bei wiederholten Einstellungen nur um einige Minuten verschieden ergab, und sich nahe die gleiche Genauigkeit auch bei der Bestimmung der natürlichen und der magnetischen Drehung in dem regulären Natriumchlorat erzielen ließ, erreichten die Abweichungen zwischen den Messungen der (allerdings sehr großen) natürlichen Drehung bei Weinsteinsäure (die eine starke Doppelbrechung besitzt und demgemäß sehr enge Ringsysteme liefert, von der also auch eine dünnere Platte zur Beobachtung benutzt wurde) im Violetten nahezu $^1/_2{}^0$.

Im folgenden sind zunächst die von Herrn Honda für natürliche Drehungen erhaltenen Zahlen zusammengestellt: d ist die Dicke des benutzten Kristallpräparates, λ die Wellenlänge in $\mu\mu$, für welche die Drehung bestimmt ist; ϑ stellt die unmittelbar gemessene Drehung, f den wahrscheinlichen Fehler derselben, Θ die auf die Dicke 1 cm reduzierte dar.

Natriumchlorat (1), $d = 9{,}90$ mm (links drehend).

λ	ϑ	f	Θ
430	$+60^0\ 11'$	2,3'	$+60^0\ 11'$
451	$+54^0\ 9'$	0,9'	$+54^0\ 45'$
486	$+46^0\ 17'$	0,6'	$+46^0\ 44'$
511	$+42^0\ 51'$	0,6'	$+42^0\ 29'$
540	$+37^0\ 37'$	0,7'	$+37^0\ 59'$
577	$+32^0\ 55'$	0,5'	$+33^0\ 13'$
590	$+31^0\ 39'$	0,3'	$+31^0\ 57'$
626	$+27^0\ 48'$	0,2'	$+28^0\ 13'$

Natriumchlorat (2), $d = 16{,}98$ mm (rechtsdrehend).

λ	ϑ	f	Θ
430	$-101^0\ 34'$	5,0'	$-59^0\ 50'$
451	$-92^0\ 26'$	1,0'	$-54^0\ 27'$
486	$-79^0\ 49'$	1,5'	$-47^0\ 2'$
511	$-72^0\ 12'$	0,6'	$-42^0\ 31'$
540	$-64^0\ 41'$	0,6'	$-38^0\ 3'$
577	$-56^0\ 33'$	0,6'	$-33^0\ 13'$
590	$-54^0\ 18'$	0,5'	$-31^0\ 27'$
626	$-48^0\ 2'$	0,6'	$-28^0\ 16'$

Die Differenzen der an beiden Kristallen erhaltenen reduzierten Drehungen übertreffen die wahrscheinlichen Fehler der Beobachtungen erheblich; sie sind wahrscheinlich in der Hauptsache durch Störungen innerhalb der Substanz der benutzten Präparate bedingt. Spurenweise vorhandene Doppelbrechung beeinträchtigt bekanntlich Messungen der Drehung der Polarisationsebene nicht unerheblich.

Die mittleren Werte von Θ aus obigen Zahlen ergeben:

$$\lambda = 430,\quad 451,\quad 486,\quad 511,\quad 540,$$
$$\Theta = 60^0\,1',\quad 54^0\,36',\quad 46^0\,53',\quad 42^0\,30',\quad 38^0\,1'$$
$$\lambda = 577,\quad 590,\quad 626$$
$$\Theta = 33^0\,13',\quad 31^0\,42',\quad 28^0\,14'.$$

Rechtsweinsteinsäure: $d = 0{,}743$ mm.

λ	ϑ	f	Θ
451	$-15^0\ 45'$	9,0'	$-186^0\ 53'$
486	$-13^0\ 30'$	5,4'	$-160^0\ 2'$
540	$-10^0\ 53'$	3,4'	$-129^0\ 11'$
590	$-8^0\ 53'$	3,3'	$-105^0\ 22'$
626	$-8^0\ 9'$	2,6'	$-96^0\ 41'$.

ꞁeobachtungen an Weinsteinsäure boten hwierigkeiten infolge der starken Dopung des Materiales. Platten von größerer lie wegen der erzielten größeren Drein sich günstiger erschienen, erwiesen en der außerordentlichen Kleinheit der eme ungeeignet.

Rohrzucker II A, $d = 9{,}10$ mm.

ϑ	f	Θ
$+28^0\ 25'$	$23'$	$+31^0\ 13'$
$+24^0\ 15'$	$9'$	$+26^0\ 40'$
$+20^0\ 48'$	$5'$	$+22^0\ 53'$
$+19^0\ 36'$	$3'$	$+21^0\ 31'$
$+17^0\ 21'$	$2'$	$+19^0\ 4'$
$+15^0\ 47'$	$3'$	$+17^0\ 22'$
$+13^0\ 41'$	$3'$	$+15^0\ 2'$

Rohrzucker II A', d = 9,10 mm.

ϑ	f	Θ
$-102^0\ 53'$	$19'$	$-113^0\ 10'$
$-88^0\ 41'$	$8'$	$-97^0\ 33'$
$-72^0\ 40'$	$3'$	$-79^0\ 56'$
$-64^0\ 49'$	$3'$	$-71^0\ 12'$
$-58^0\ 6'$	$2'$	$-63^0\ 55'$
$-50^0\ 56'$	$2'$	$-56^0\ 2'$
$-43^0\ 29'$	$2'$	$-47^0\ 50'$

die Wellenlänge 590 der Na-D-Linien ch

Natriumchlorat $\Theta = \pm 31^0\ 42'$
Weinsteinsäure $= -105^0\ 22'$
Rohrzucker II $A = +16^0\ 43'$
„ II $A' = -53^0\ 26'$.

obachtungen über magnetische Drehung.

den Beobachtungen über natürliche ꞅ konnten die Kristallpräparate mit den ichen (durch Kanadabalsam befestigten) läsern benutzt werden. Bei den Messungen ꞅnetischen Drehung waren diese Gläser r zu entfernen oder aber (auf Grund bachtungen der Drehung der betreffen-ssorte) in ihrer Wirkung in Rechnung n. Letzteres ist geschehen bei Natrium-(2), das beiderseitig, und bei Apatit, ıseitig mit Glas geschützt war. Bei ;, Apophyllit und bei Rohrzucker waren chutzgläser vorhanden. Von Rohrzucker für die schwierigen Beobachtungen der schen Drehung gemäß dem S. 588 Geneue, etwas dünnere, aber sehr große te hergestellt; auf diese Weise war die t in dem zur Messung benutzten Bereich gewährleistet, auch war es leichter, h homogene Teile zu finden, während ringerte Dicke durch die bei mehr gen Magnetpolen gesteigerte Feldstärke ausgeglichen werden konnte.

Bei den dickeren Platten (d in der Gegend von 1 cm) wurde die Feldstärke auf zwei Weisen bestimmt; einmal in 10 um 1 mm abstehenden Punkten mit Hilfe einer Wismutspirale, sodann direkt nach dem mittleren Wert durch die magnetische Drehung der Polarisationsebene in einer ca. 10 mm dicken Quarzplatte, die aus zwei gleichen Hälften von entgegengesetzter natürlicher Drehung zusammengesetzt war. Für die magnetische Drehung in Quarz wurden dabei die Borelschen Zahlen benutzt.

Die auf beide Weisen erhaltenen Mittelwerte des Feldes längs des vom Lichtstrahl zurückgelegten Weges wichen kaum um 1 Proz. voneinander ab.

Bei den dünneren Platten wurde zur Feldbestimmung ausschließlich die Wismutspirale benutzt.

Im folgenden sind die von Hn. Honda für die magnetische Drehung erhaltenen Zahlen zusammengestellt. Die Bezeichnungen sind die früheren, nur bedeutet jetzt Θ die auf die Dicke $d = 1$ cmm und die kommutierte Feldstärke $H = 10000$, also die reelle Feldstärke $H = 20000$ reduzierte Drehung.

Natriumchlorat $d = 9{,}92$ mm, $H = 5530$.

λ	ϑ	f	Θ
451	178′	3,2′	324′
486	145′	0,5′	264′
511	130′	0,2′	237′
540	116′	0,2′	211′
577	97′	0,2′	176′
626	85′	0,2′	155′

Dolomit, $d = 11{,}78$ mm, $H = 5200$.

λ	ϑ	f	Θ
430	181′	5,1′	263′
451	130′	1.8′	211′
486	101′	0,6′	164′
540	78′	0,4′	128′
626	57′	0,4′	93′

Apophyllit, $d = 2{,}77$ mm, $H = 12110$.

λ	ϑ	f	Θ
451	120′	1,7′	359′
486	99′	0,7′	296′
540	73′	0,5′	218′
590	60′	0,5′	179′
626	51′	0,5′	153′

Apatit, $d = 5{,}11$ mm, $H = 5200$.

λ	ϑ	f	Θ
430	80′	2,3′	317′
451	75′	1,8′	280′
486	63′	0,8′	234′
540	51′	0,2′	191′
626	38′	0,2′	137′

Rohrzucker II A, $d = 3{,}965$ mm, $H = 12060$.

λ	ϑ	f	Θ
451	117′	3,2′	245′
486	99′	2,3′	206′
540	73′	1,3′	153′
626	63′	1,3′	131′

Rohrzucker II A', $d = 3{,}95$ mm, $H = 12060$.

λ	ϑ	f	Θ
451	123′	2,6′	258′
486	105′	1,5′	220′
540	80′	1,5′	168′
626	73′	1,8′	150′

Von besonderem Interesse sind nach dem im Eingang Gesagten die für die Richtungen der Achsen A und A' in Rohrzucker erhaltenen Zahlen. Gewiß können nach dem S. 588 Bemerkten die wahrscheinlichen Fehler noch etwas größer sein, als die Rechnung ergibt und demgemäß unter f beigeschrieben ist; daß aber die beiden ganzen Zahlenreihen Θ, bei denen für jede Wellenlänge unabhängig die Einstellung der Halbschattengrenze vorgenommen worden ist, in ihrer ganzen Ausdehnung gleichsinnig voneinander abweichen, dürfte keinem Zufall beigelegt werden können.

Mir scheint durch diese Messungen das bemerkenswerte Resultat, daß Rohrzucker längs der beiden optischen Achsen verschieden große magnetische Drehungen der Polarisationsebene ergibt, ziemlich sicher gestellt zu sein.

Göttingen, im Juli 1908.

(Eingegangen 4. August 1908.)

Über die Emission polarisierten Lichtes seitens fluoreszierender Gase.

Von R. W. Wood.

Ältere Versuche, in der Emission fluoreszierender Gase polarisiertes Licht zu entdecken, haben negative Ergebnisse gezeitigt. Die Beobachtungen von Schmidt wurden nur mit einem Nicol angestellt, und es gelang ihm nicht, irgendwelchen Unterschied in der Helligkeit der Fluoreszenz bei Drehung des Prismas zu entdecken.

Ich habe immer das Gefühl gehabt, daß das anscheinende Fehlen der Polarisation schwer mit der Theorie vereinbar sei, nach welcher die Fluoreszenz nur eine Wiederemission seitens solcher Elektronen sein soll, die mit den Wellen des erregenden Lichtes synchron schwingen. In allerjüngster Zeit habe ich das Problem von neuem in Angriff genommen, und bei sorgfältiger Untersuchung der Verhältnisse ist es mir gelungen, bis zu 30 v. H. polarisiertes Licht in der Resonanzstrahlung von Natrium- und Kaliumdampf zu erhalten. Die auf diese Weise erzeugte Polarisation des Lichtes scheint ein vollständig neuer Effekt zu sein, und das Studium dieses Effektes wirft viel neues Licht auf den Mechanismus der Strahlung.

Die Erscheinung wurde zuerst am Kaliumdampf mit Hilfe einer Savartschen Platte entdeckt; diese vermochte noch 2 v. H. Polarisation anzuzeigen. Unmittelbar danach fand ich die Erscheinung dann in der Fluoreszenz von Natrium und von Jod, und es ist zu vermuten, daß sie an anderen Dämpfen ebensogut zu finden sein wird.

Der bei dieser Untersuchung verwendete Apparat bestand aus einem Stahlrohr mit einem in der Mitte angeschweißten seitlichen Arm zur Beobachtung des Fluoreszenzlichtes unter einem Winkel von 90° mit dem erregenden Strahl. Dieses Rohr wurde bei den früheren Arbeiten über Fluoreszenz benutzt, ehe das Auskunftsmittel der Beobachtung „*end-on*" angenommen worden war. Das Metall war in einer kleinen Retorte enthalten, die gleichfalls, und zwar unmittelbar unterhalb des seitlichen Beobachtungsrohres an das große Rohr angeschweißt war (s. Fig. 1). Das Licht des Bogens wurde durch eine große Linse im Mittelpunkte des großen Rohres, unmittelbar vor dem seitlichen Ansatzrohr vereinigt. Wegen der Empfindlichkeit der Savartschen Platte mußte unbedingt jede sonstige mögliche Polarisationsursache — wie Nebel oder dergleichen im Rohre, vermieden werden. Auspumpen mit der Gaedeschen Quecksilberluftpumpe bei Erhitzung der Röhre war für eine vollständige Beseitigung aller Spuren von Nebel hinreichend.

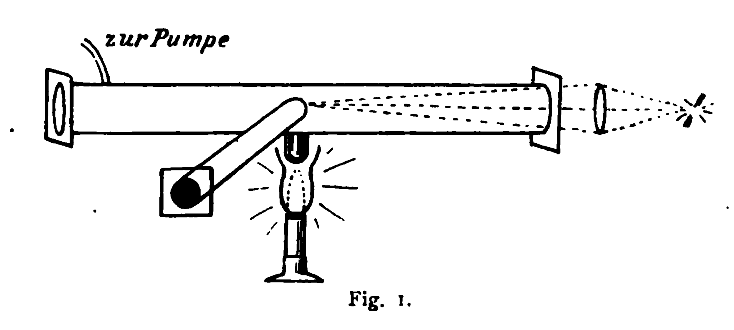


Fig. 1.

Das vollständige Fehlen jeglichen Nebels läßt sich nachweisen, wenn man den Dampf mit einem kräftigen Lichtstrahlenbündel beleuchtet, welches das Spektralgebiet zwischen den Wellenlängen 5400 und 5700 Å.-E. umfaßt, und das man mittels prismatischer Zerlegung erhält. Ein solches Lichtbündel ist außerstande, die geringste Fluoreszenz zu erregen, und wenn kein Nebel vorhanden ist, so ist der Lichtkegel bei Betrachtung durch das seitliche Ansatzrohr vollkommen unsichtbar. Die Savartschen Streifen waren sehr scharf, und der Betrag der Polarisation wurde durch Kompensation mit einem Paar Glasplatten bestimmt, die um eine mit Teilkreis versehene senkrechte Achse gedreht werden konnten. Diese Methode liefert bei weitem die genauesten Ergebnisse, wenn es sich um geringe Polarisationsbeträge handelt. Die Methode von Cornu, die auf der ungleichen Helligkeit zweier Bilder bei Betrachtung durch ein Rochonsches oder ein anderes Doppelbildprisma beruht, kann keine Anwendung finden, wenn weniger als 20 v. H. polarisiertes Licht vorhanden ist, denn bei geringeren Polarisationsbeträgen ist es schwer oder unmöglich, irgendwelchen Unterschied in der Helligkeit der beiden Bilder wahrzunehmen. Das trifft auf alle Fälle für das grüne Fluoreszenzlicht des Natriumdampfes zu.

Die ersten Messungen wurden bei polarisiertem Erregungslicht angestellt (elektrischer Vektor vertikal). Es ergab sich, daß die Polarisation am stärksten war, wenn die Temperatur des Rohres verhältnismäßig niedrig war, wenn also die Fluoreszenz eben aufzutreten begann. Bei höherer Temperatur, also sehr heller Fluoreszenz, wurde die Kompensation mit einer einzigen Platte bei einem Winkel von 59^0, mit zwei Platten bei einem Winkel von 47^0 erreicht. Nimmt man den Brechungsindex des Glases zu 1,52 an, und benutzt man die Formel[1]), welche das Verhältnis der Amplituden der Schwingungskomponenten in der Einfallsebene und senkrecht zu dieser ausdrückt, nämlich:

$$\frac{D_s}{D_p} = \frac{E_s}{E_p} \cos^2(\Phi - X),$$

so findet man für die Polarisation den Wert 20 v. H.

Bei der niedrigsten Temperatur, die noch mit einer einigermaßen hellen Fluoreszenz vereinbar war, wurde die Kompensation mit zwei Platten bei einem Winkel von 52^0 erreicht. Das ergibt 30 v. H. polarisiertes Licht. Die Intensitätsänderung des Fluoreszenzfleckes war in diesem Falle bei Betrachtung durch ein langsam gedrehtes Nicol leicht zu beobachten; es wurde auch eine besondere Messung nach der Methode von Cornu gemacht; diese ergab 28 v. H. polarisiertes Licht.

War das erregende Strahlenbündel in der Weise polarisiert, daß sein elektrischer Vektor horizontal verlief, so war keine Spur von den Savartschen Streifen zu entdecken; das war zu erwarten, da unter diesen Verhältnissen alles zur Gesichtslinie symmetrisch war.

Wenn das erregende Licht zunächst unpolarisiert war, so erwies sich das Fluoreszenzlicht als polarisiert, jedoch nicht in demselben Maße. Die Polarisation hatte in jedem Falle den halben Wert wie zuvor; das war gleichfalls zu erwarten.

Es ergab sich sogleich die Frage, warum wir hier nur eine teilweise Polarisation des Fluoreszenzlichtes haben, wenn wir von eben polarisiertem Licht ausgehen? Wie ich bereits nachgewiesen habe[1]), wird der Dampf bei Erregung mit monochromatischem Licht veranlaßt, eben diese Wellenlänge sowie eine große Anzahl anderer Wellenlängen zu emittieren; das Spektrum zeigt dann in den meisten Fällen eine Anzahl sehr scharfer und in nahezu gleichen Zwischenräumen über das Normalspektrum verteilter Linien. Ich verfiel alsbald darauf, zu sehen, ob die Polarisation auf die Linie beschränkt war, die der erregenden Linie entspricht. Es schien nämlich nicht unmöglich, daß vielleicht das mit dem erregenden Lichte synchron schwingende Elektron vollkommen eben polarisiertes Licht emittieren könnte, während die übrigen gestörten Elektronen unpolarisiertes Licht aussenden könnten. Ich erregte also den Dampf mit dem Licht des Kadmiumbogens und untersuchte das Spektrum mit einem kleinen mit einem Nicolschen Prisma versehenen Spektroskop. Ich fand jedoch, daß die Polarisation in allen Teilen des Spektrums gerade so stark war wie in den Linien, die ihrer Lage nach mit den erregenden Linien zusammenfallen. Zur Kontrolle dieser Beobachtung stellte ich dann folgenden Versuch an: Ich ließ das Licht des Bogens durch ein Filter gehen, das alles Licht oberhalb der Wellenlänge 5000 Å.-E. beseitigte, also nur ein tiefblaues Licht hindurchließ. Vor das Savartsche Polariskop setzte ich ein dichtes Filter von Aurantia, das alles Licht unterhalb 5000 Å.-E. abschnitt. Dieses Filter beseitigte alle die Wellenlängen aus dem Fluoreszenzspektrum, die im erregenden Licht zu finden waren, ließ jedoch das obere Ende des Fluoreszenzspektrums hindurch. Das Licht zeigte sich stark polarisiert, und die Streifen erschienen genau so scharf wie bei Abwesenheit der Filter. Es ist zu bemerken, daß dieser Versuch alle möglichen Fehlerquellen, wie Polarisation infolge

1) Drude, Optik, 2. Aufl., S. 265.

1) Phil. Mag., Mai 1908; diese Zeitschr. 9, 450, 1908.

von Nebel oder von Reflektion an der Rückwand des Rohres vollkommen ausschließt.

Die D-Linien erscheinen in dem mit weißem Licht erregten Fluoreszenzspektrum, und die spektroskopische Beobachtung zeigte, daß sie ungefähr in demselben Maße polarisiert waren wie der übrige Teil des Spektrums. Wie ich gezeigt habe, kann man das Auftreten der D-Linien auch bei Erregung mit blauem Licht veranlassen; sie sind in diesem Falle aber zu schwach, um eine Untersuchung ihrer Polarisation zu ermöglichen.

Die vorstehenden Versuche beweisen, daß wir die Ursache der teilweisen Polarisation anderswo suchen müssen. Die Abnahme der Polarisation mit steigender Temperatur brachte mich auf den Gedanken, daß die gesteigerte Dichte des Dampfes etwas mit der Erscheinung zu tun haben könnte, mit anderen Worten, daß der der Polarisation entgegenwirkende Faktor in den Molekülzusammenstößen zu suchen sein könnte. Um diese Annahme zu prüfen, führte ich in das Rohr eine kleine Menge Stickstoff ein, die hinreichte, um den Druck auf 12 mm zu erhöhen. Die Anzahl der Zusammenstöße muß dann ungeheuer viel größer sein als im Natriumdampf im Vakuum, denn im letztgenannten Falle ist der tatsächliche Druck des Metalldampfes vermutlich niemals höher als ein bis zwei Millimeter, wenn er überhaupt so groß ist. Ich bin in der Tat jetzt sicher, daß der Partialdruck des Natriumdampfes niemals größer sein kann als der Druck der Gasreste im Rohre. Bei meinen früheren Arbeiten habe ich die Dichtigkeit des Dampfes überschätzt und gemeint, er müsse eine Viskosität besitzen, ich bin aber jetzt überzeugt, daß dies nicht der Fall ist.

Die Polarisation schien durch die Gegenwart des Stickstoffs nicht herabgemindert zu sein; es war daher wahrscheinlich, daß die Molekularzusammenstöße nicht das depolarisierende Agens waren. Als einzig noch übrigbleibender Faktor kommt anscheinend die Temperatur in Frage, und ich bin geneigt, die Depolarisation der Rotation des Moleküls beim Durchlaufen seiner mittleren freien Weglänge zuzuschreiben. Die Rotationsgeschwindigkeit wird mit der Temperatur zunehmen, denn die Energie eines Gases ist zum Teil Translationsenergie und zum andern Teile Rotationsenergie, und zwar ist das Verhältnis zwischen beiden konstant. (Natrium wird indessen als einatomig angesehen, und da mag vielleicht diese Beziehung nicht gelten.)

Das Vorhandensein eines depolarisierenden Agens ist nach der elementarsten Theorie wahrscheinlich. Nehmen wir an, die Elektronen könnten sich unter dem Einfluß der elektrischen Kräfte in den Lichtwellen nach jeder Richtung hin frei bewegen, so müßte wahrscheinlich bei Verwendung eines polarisierten Bündels erregenden Lichtes eben polarisiertes Licht von dem Dampfe in den Richtungen emittiert werden, die mit dem erregenden Strahlenbündel einen Winkel von 90° bilden. Wäre das erregende Licht zunächst eben polarisiert, so würde keine Fluoreszenzemission unter einem Winkel von 90° in Richtungen parallel zum elektrischen Vektor des erregenden Lichtes erfolgen. Mit anderen Worten, der Dampf würde sich ganz so verhalten wie ein aus sehr feinen Teilchen bestehender Nebel, obschon die in den beiden Fällen mitspielenden physikalischen Vorgänge ganz verschieden sein würden.

Wir wollen nun annehmen, daß das Elektron imstande sei, sich längs einer geraden Linie zu bewegen; deren Lage in dem Molekül festgelegt ist. Es ist nun zwar ganz unwahrscheinlich, daß diese Bedingung tatsächlich gilt, doch wird diese Auffassung uns in den Stand setzen, zu sehen, wie die Einführung einer erzwungenen Bewegung die Menge des von dem Dampfe emittierten polarisierten Lichtes herabmindert. Wir können uns als rohes Modell unseres Moleküls eine Hohlkugel denken, durch deren Mittelpunkt ein Draht geht, längs dessen eine Perle gleiten kann. Wir nehmen an, daß die polarisierten erregenden Wellen längs der x-Achse zum Anfangspunkt hin wandern (Fig. 2), und

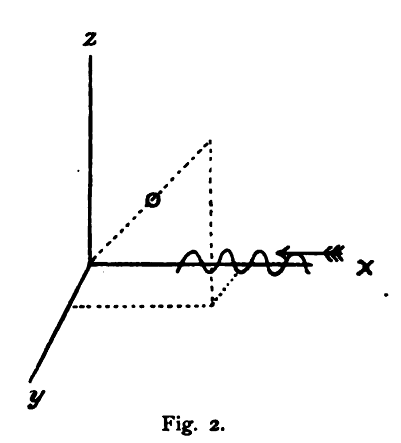


Fig. 2.

daß die Schwingungsrichtung parallel zur z-Achse ist. Es ist klar, daß die Perle mit der größten Amplitude dann schwingen wird, wenn die Achse des Drahtes auch parallel der z-Achse ist. Wenn der Draht in der x-y-Ebene liegt, wird keine Schwingung erfolgen. In anderen Stellungen werden Schwingungen von größerer oder kleinerer Amplitude vorhanden sein, je nach der Komponente der Kraft in dem Licht, die längs des Drahtes gerichtet ist. Wir können das fluoreszierende Gas durch eine ungeheure Anzahl solcher Schwingungskörper darstellen, deren Drähte nach allen möglichen

Richtungen zeigen. Die Schwingungen der Perlen längs des Drahtes können in je zwei Komponenten zerlegt werden, deren eine parallel :ur x-Achse, deren andere parallel zur z-Achse st, und die Integrale der Wirkungen dieser Komponenten, oder vielmehr ihrer Quadrate, erden uns das Maß für die Intensität der emittierten parallel zur x- und zur z-Achse schwin-enden Strahlung geben. Diese Integrale stehen ueinander im Verhältnis 6:2; das bedeutet, a die Gesamtintensität 8 und ihre Differenz ist, daß wir eine Polarisation von 50 v. H. it einer Schwingungsrichtung parallel zur z-chse zu erwarten haben. Experimentell finden ir nur 30 v. H.

Da der Betrag der Polarisation mit gestei-rter Temperatur des Rohres zu sinken scheint, ist es möglich, daß der Prozentsatz bei einer feren Temperatur, als man sie gut anwenden nn, vielleicht höher ist. Was die möglichen polarisierenden Agenzien anlangt, so würde Rotation des Moleküls zweifellos in diesem ne wirken, wenn die Elektronen nach dem fhören des einfallenden Lichtes weiter Licht ittierten, oder — an unserem gedachten Modell schildert — wenn die Perle an dem Drahte iterschwingen würde, nachdem sich der Draht die z-y-Ebene gedreht hat. Es ist indessen erinnern, daß Natrium als einatomig be-chtet wird, und es entsteht die Frage, ob viel von der Energie des Gases auf Drehung Moleküls zurückführen können. Ein weiterer glicher Depolarisationsfaktor ist das, was man sekundäre Fluoreszenz bezeichnen kann, oder solche Fluoreszenz, die nicht durch den nären Strahl, sondern durch die Resonanz-hlung des Gases erregt wird. Lord Rayleigh die Möglichkeit einer analogen Wirkung bei er Behandlung der Theorie der Himmelsfarbe seiner Polarisation ins Auge gefaßt. Das reszenzlicht ist natürlich im Vergleich zu erregenden Licht ziemlich schwach, aber st zu bedenken, daß seine Frequenzen ge-stimmen, und daß die Strahlung von einem kül zweifellos imstande sein würde, Schwin-gen in einem benachbarten zu erregen.

Die Entdeckung der Polarisation des Lichtes h fluoreszierende Gase wird uns vielleicht befriedigende Theorie der Sonnenkorona gen.

Die radiale Polarisation der Korona be-sich bis auf etwa 11 v. H.; ihr Spektrum continuierlich, obschon einige Beobachter ache Andeutungen der Fraunhoferschen n gefunden haben, und sie scheint kalt in, das heißt, man hat mit dem Bolometer Ausschläge erhalten. Die Polarisation gewöhnlich auf eine Zerstreuung durch e Teilchen zurückgeführt, das kontinuier-Spektrum auf eine Emission seitens größerer (weißglühender) Teilchen, während das anscheinende Fehlen strahlender Wärme nicht wohl mit der Anwesenheit weißglühender Teilchen vereinbar ist. Betrachten wir die Korona als eine Wolke gemischter Metalldämpfe, die unter dem Einfluß der gewaltigen, von der Sonne kommenden Strahlung fluoreszieren, so scheint weniger Widerspruch vorhanden zu sein. Die Polarisation entspricht etwa dem, was zu erwarten wäre; ein kontinuierliches Spektrum würde, wenigstens bei aller Auflösungskraft, die wir zur Anwendung bringen können, fast sicher sein, und es besteht keine innere Schwierigkeit für die Erklärung des Fehlens strahlender Wärme. Das Vorhandensein schwacher Spuren der Fraunhoferschen Linien ließe sich auf Licht vom Himmel zurückführen, welches reichlich von Licht aus einer exponierten Stelle der Sonne herrührt. Die sogenannte Koroniumlinie und andere der Korona eigentümliche helle Linien können einfach Fluoreszenzlinien bekannter Elemente sein. Wie ich bereits nachgewiesen habe, stehen die Fluoreszenzlinien des Natriums in keiner Beziehung zu irgendwelchen auf andere Weise erregten Linien. Ich halte es sogar für möglich, daß die Fraunhoferschen Linien viel eher durch die Absorption dieser vorgelagerten Dampfwolke erzeugt werden als durch eine verhältnismäßig dünne Schicht, wie man gewöhnlich annimmt. Das sind natürlich Fragen, die in sachverständigerer Weise von solchen Forschern erörtert werden können, die sich mit der Physik der Sonne beschäftigen; ich will hier nur die Aufmerksamkeit auf einen neuen Faktor hinlenken, den man vielleicht mit Vorteil einführen könnte.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Mai 1908).

Untersuchungen am fluoreszierenden Natriumdampfe.

Von Hans Zickendraht.

In einer vorläufigen Mitteilung[1]) habe ich einige Resultate und Beobachtungen veröffentlicht, welche vielleicht bei einer Theorie der Natriumfluoreszenz und -resonanz von einigem Nutzen sein können. Wie ich am angeführten Orte bereits erwähnte, ist ja zur Beurteilung der optischen Eigenschaften eines Mediums die Kenntnis seines elektrischen Verhaltens Notwendigkeit geworden. Der Zweck vorliegender Abhandlung wird sein, die angewendeten Methoden des nähern zu beschreiben und die gewonnenen Resultate, soweit es bis jetzt möglich, zu diskutieren.

1) Verhandlungen der Basler Naturf. Gesellschaft 1908, S. 224.

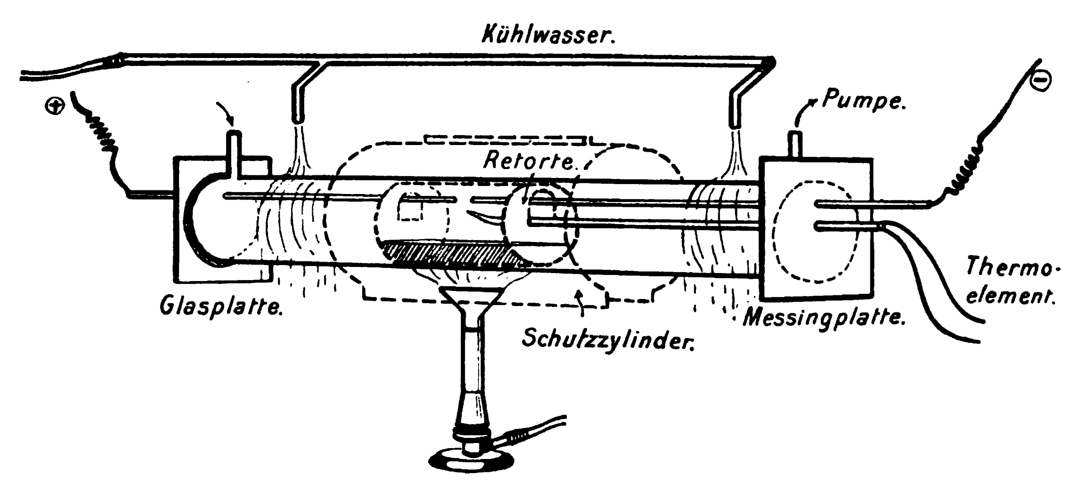


Fig. 1.

1. Die Apparate.

Zur Erzeugung des Natriumdampfes verwendete ich die Woodsche Disposition.[1]) In einem Rohre aus Stahl von 1 m Länge und 8 cm innerem Durchmesser[2]) befand sich eine „Retorte" aus einem 10 cm langen Stück Stahlrohr, welches beidseitig durch zwei mit ▯-förmigen Fenstern versehene Eisenscheiben verschlossen war. Beigefügte Fig. 1 zeigt die Anordnung. Das Stahlrohr war an beiden Enden durch Platten verschlossen. Im Gegensatz zu Wood habe ich diese Platten, da ich sie häufig entfernen und wieder anfügen mußte, nicht angekittet, sondern ich ließ sie einfach unter Zwischenschaltung eines Gummiringes (wie er zu Verschlüssen von Sterilisierungsgefäßen dient) durch den äußeren Luftdruck anpressen. Durch die Platten hindurch waren die beiden Elektroden, sowie ein Platin-Platinrhodiumelement in das Rohr eingeführt. — Die eine der Endplatten bestand aus 5 mm starkem Messingblech, in welches zwei messingene Einführungsrohre gelötet waren. In das obere war die Kathode, ein am Ende kugelförmig abgerundeter 5,7 mm starker Eisendraht eingekittet; das untere Messingrohr hielt das gläserne Schutzrohr des Thermoelementes in seiner Lage. Die andere Endplatte, ein quadratisches Stück Spiegelglas von 7 mm Dicke, war im oberen Drittel durchbohrt. In die Bohrung war ein Glasrohr eingekittet, welches der zweiten Elektrode (der Anode, ebenfalls 5,7 mm Eisendraht) als Führung diente. Um den Elektrodenabstand meßbar variieren zu können, war die Anode dem Rohre koaxial verschiebbar eingerichtet, ein Stück Druckschlauch über Rohr und Elektrode geschoben, sicherte bei aller Beweglichkeit die gute Dichtung (vgl. Fig. 2). Die Heizung ge-

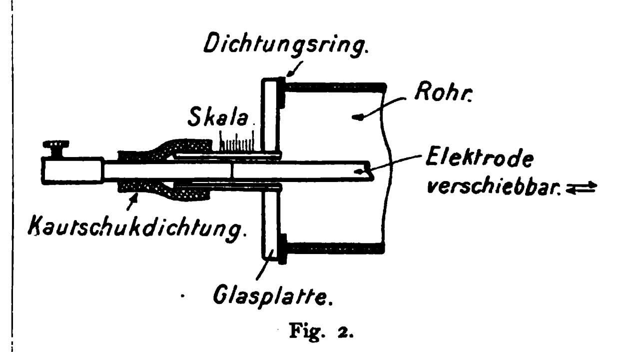


Fig. 2.

schah mittels eines großen Teclubrenners in der Rohrmitte, also unter der Retorte. Zur gleichmäßigen Verteilung der Temperatur umgab ich das mittlere Rohrstück mit einem koaxialen Zylinder aus Eisenblech, welcher auf 4 Stützen dem Rohre auflag. (Durchmesser 16,5 cm, Länge 30 cm, in Fig. 1 gestrichelt gezeichnet.) Im oberen Teile des unten nicht geschlossenen Zylinders war eine spaltförmige Öffnung zum Abzug der Heizgase angebracht. Bei den Versuchen mit konstanter sowie mit langsam steigender Temperatur hat dieser Schutzzylinder gute Dienste geleistet, besonders auch, indem er kalte Luftströme von der Rohrmitte fernhielt. Zur Kühlung der Rohrenden ließ ich während der Versuche fortwährend kaltes Wasser auf zwei Streifen Leinwand fließen, welche auf das Rohr gelegt worden waren. Durch die starke Verdunstung auf der relativ großen Fläche blieben die Endplatten vollkommen auf Zimmertemperatur, auch wenn die Rohrmitte bis nahe zur Rotglut erhitzt worden war. Zwei Zuleitungsröhrchen waren in das Stahlrohr eingelötet. Das eine diente unter Zwischenschaltung eines Hahnes mit Quecksilberdichtung und eines Manometers der Zuleitung zur Pumpe; in

1) Diese Zeitschr. 6, 903, 1905.

2) Das Rohr wurde mir in liebenswürdiger Weise von der Direktion der Mannesmannwerke Düsseldorf zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

·re war ein durch zwei Hähne ver-
res Rohr eingekittet, durch welches
Belieben Luft oder andere Gase, wie
:stoff oder Kohlensäure einleiten konnte.
:uation bewerkstelligte die vorzügliche
npe, welche für Arbeiten mit so
/olumen wie dasjenige des Rohres (bei-
va 5 l) von großem Werte ist.

[Thermische Untersuchungen.

ıer schönen Untersuchung hat Jewett[1])
ıpfdichte des Natriums bei verschie-
emperaturen studiert und gezeigt, daß
te unter 360° außerordentlich klein sei,
ɔer rasch zunehme. Es lag nun die
ɔr, ob ein Eintreten der Fluoreszenz
: bestimmten Dichte des Dampfes be-
weise Temperatur desselben stattfinde
welcher Beziehung dieser Punkt zum
den Gase stehe. Wood[2]) hatte schon
Ausbleiben des Fluoreszenzspektrums
nmten Gasen aufmerksam gemacht und
ie Frage nach dem Zusammenhange
Metalldampf und dem Gase aufge-
in welches der Dampf eingebettet wird.
ıturmessungen im Dampfe hat ebenfalls
n der Arbeit über die Dispersion des
dampfes[3]) ausgeführt. Er verwendete
en-Konstantanelement, das sich ohne
ille an einer bestimmten Stelle im
befand. Bei meinen Messungen be-
ch mich eines Platin-Platinrhodiumele-
(Drahtdicke 0,35 mm), dessen Lötstelle
eine dünnwandige Glashülle vor der
:renden Einwirkung des Natriumdampfes
:t war. Die Schutzhülle hat sich als
d notwendig erwiesen, nachdem es sich
estellt hatte, daß eine Platinsonde, die
ige Zeit unbedeckt im Dampfe befunden
tark angegriffen worden war; die Silber-
eines anfänglich verwendeten unge-
:n Eisen-Konstantanelementes sprang
'olge Korrosion auf.
ist leicht einzusehen, welchen Fehler-
nun die Temperaturmessung eines
:s von so geringer Dichte, wie es beim
ı der Fall, unterworfen ist. Zunächst
n Platin sowie in der Glashülle, deren
g von kondensiertem Natrium sich nicht
len läßt, eine Ableitung der Wärme
len. Bei größerer Dichte des Gemisches
mpf und Gashülle wird dieser Verlust
ıusgeglichen, indem genügend Wärme
ırt werden kann; mit abnehmendem
jedoch bleibt das Thermoelement in
Angaben zurück. Diese einfache Über-
legung bestätigte sich nun vollkommen für das
Rohr, welches nur mit Luft unter verschiedenen
Drucken angefüllt war. Hier ein Beispiel:

Tabelle I.

Luft.

Zeit	Druck	am Th.-E. gemessen Temperatur	Differenz
0	$<$ 0,1 mm	255°	
22min	14 mm	266°	11°
45min	$<$ 0,1 mm	254°	12°
70min	18 mm	265°	11°
93min	$<$ 0,1 mm	254°	11°

Mit Beginn der Evakuation fällt also die
Angabe des Thermoelementes in etwa 20 Min.
um 11° bei einer Druckdifferenz von 14—18 mm
Hg. (Höhere Druckdifferenzen ergaben keine
merklich größeren Unterschiede mehr.)

Anders gestalteten sich jedoch die Verhältnisse, wenn sich Natriumdampf im Rohre
befand. Hier stieg die am Thermoelement gemessene Temperatur beim Beginne der Evakuation zunächst an, um erst nach längerer
Zeit einen Minimalwert zu erreichen. Beispiel:

Tabelle II.

Natriumdampf und Luft.

Druck	Temperatur am Th.-E. gemessen	Differenz	
2,2 mm	402°		
$<$ 0,1 mm	408°	$>$ 6° Anstieg	$>$ 12°
$<$ 0,1 mm	390°	$>$ 18° Fallen	
2,2 mm	403°	$>$ 13°	

Zuweilen kam es vor, daß dem Temperaturanstiege bei Beginn der Evakuation kein Abfall mehr folgte, es blieb die Temperatur dauernd auf höheren Werten, um erst bei Lufteinlaß, also Steigen des Druckes wieder auf
den vorherigen Wert zu sinken.

Die Einstellungen auf konstante Temperaturen erforderten immer relativ lange Zeit, eine
vorübergehende hohe Evakuation genügte also
nicht zum Nachweise der obengenannten
Schwankungen. Dieser Umstand ist von Wichtigkeit bei der Beurteilung derjenigen Temperatur, bei welcher die Fluoreszenz des Dampfes
eintritt.

3. Eintritt und Verschwinden der Fluoreszenz.

Wie ich schon in der vorläufigen Mitteilung
angab, glaube ich den Eintritt resp. das Verschwinden der Fluoreszenz thermisch und elektrisch definieren zu können. Zunächst habe ich
versucht, die Temperaturgegend zu ermitteln,
in welcher das Auftreten der grünen Fluoreszenz des Natriumdampfes lag. Zu diesem
Zwecke wurde mittels einer Bogenlampe im

[1]) 'hil. Mag. 4, 546, 1902.
[2]))iese Zeitschr. 7, 873, 1906.
[3]) bid. 5, 751, 1904.

Fokus einer Linse ein heller Lichtfleck im Innern der „Retorte" erzeugt und im Momente des Auftretens der grünen Fluoreszenz die Temperatur abgelesen. Zunächst zeigte sich nun eine eigentümliche Abhängigkeit der Eintrittstemperatur vom Drucke des einhüllenden Gases. War der Druck längere Zeit sehr niedrig (unter 0,1 mm) gehalten, so schien die Fluoreszenz viel später, also erst bei höherer Temperatur, einzutreten, als wenn ein größerer Druck im Rohre herrschte. Die abgelesenen Temperaturen waren etwas schwankend, wohl auch aus dem Grunde, weil eine Erscheinung, wie der Moment des Auftretens oder Verschwindens eines Fluoreszenzfleckes, noch von vielen Nebenumständen (Helligkeit des erregenden Lichtes, Empfindlichkeit des beobachtenden Auges usw.) abhängt.

Der scheinbare Einfluß des Druckes auf die Eintrittstemperatur der Fluoreszenz findet jedoch seine Erklärung in der oben angeführten Beobachtung, daß das Thermoelement in hohem Vakuum zu tief zeigt; durch diesen Umstand wird eben bei hohem Vakuum die Eintrittstemperatur der Fluoreszenz scheinbar erhöht. Im folgenden sind einige Temperaturen zusammengestellt, bei welchen der Eintritt resp. das Verschwinden der grünen Fluoreszenz beobachtet wurde.

Tabelle III.

Druck	Temperatur
$<$ 0,1 bis 0,1 mm	305° (Mittel aus 13 Beobacht.)
unter 1 mm	300° „ „ 10 „
4 mm	297°
6,5 mm	287°
6,7 mm	289°
7 mm	296°

Wenn nun auch andere Fälle eintraten, wie z. B. die folgenden:

Tabelle IV.

Druck	Temperatur
0,4 mm	312°
0,1 mm	286° (Mittel aus 4 Beobacht.),

so werden die Abweichungen ihre Erklärung in den in der Tabelle IV zusammengestellten Versuchen finden, wo anstatt der vorauszusehenden zu tiefen Angaben des Thermoelementes eine zu hohe erfolgte. Den Grund dieser Erscheinung vermag ich bis jetzt nicht anzugeben.

Wenn man nun die angedeuteten Fehlerquellen (die Wood in seiner Arbeit mit dem Thermoelement übrigens nicht erwähnt) für die gesamten Diskrepanzen der einzelnen Beobachtungen verantwortlich macht, so ergibt sich für den Eintritt bzw. das Verschwinden der Fluoreszenz eine Temperatur von etwa 280° bis 290°.

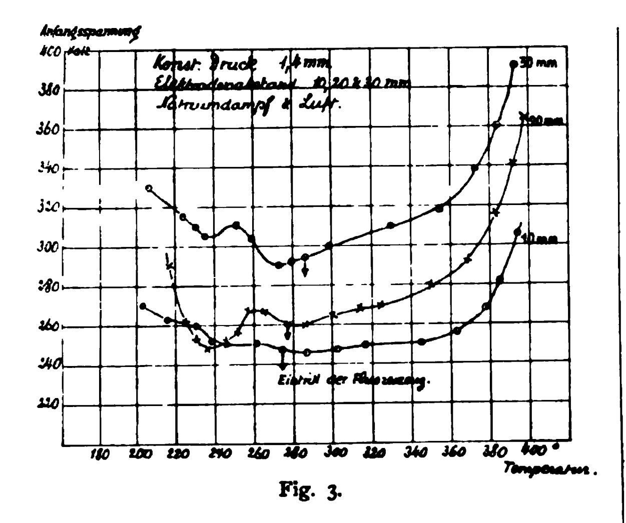
Ein Umstand möge hier noch erwähnt werden: Es zeigte sich nämlich, daß bei hohem Drucke (etwa 10 bis 20 mm) der Eintrittsmoment der Fluoreszenz viel deutlicher ausgeprägt erschien wie bei geringem Drucke (unter 0,1 mm), wo nur ganz allmählich ein schwach grünlicher Fluoreszenzfleck auftrat, der Eintrittsmoment also schwierig zu definieren war.

Der Begriff eines Eintrittsmomentes der betrachteten Erscheinung gewinnt an Deutlichkeit durch das Studium des Stromdurchganges durch den Dampf. Ich ging dabei von folgender Überlegung aus: Welches auch das Bild sei, das wir uns von der Emission eines Bandenspektrums machen, ein Umstand wird immer maßgebend sein, nämlich der, daß die Elektronenkonfiguration, die uns das Molekül bzw. Atom darstellt, im emittierenden Zustande (hier durch auffallendes Licht erregt) sich anders verhalten wird wie im nicht erregten. Auf irgendeine Weise muß sich also der Moment des Eintretens der Fluoreszenz, wenn ein solcher existiert, elektrisch zu erkennen geben. Zunächst habe ich versucht, durch Bestimmung der Anfangsspannung einer Entladung durch den Dampf den fraglichen Punkt zu charakterisieren. Die Anfangsspannung [1]) oder die Potentialdifferenz der Elektroden, bei welcher die Entladung einsetzte, wurde in folgender Weise gemessen: Es war eine Einrichtung getroffen worden, mittels derer die Spannung an den beiden in der Retorte einander in meßbarer Entfernung gegenüberstehenden Elektroden in dem Intervalle 200 bis 400 Volt stetig variiert werden konnte. Ein aus Lampen- und Schieberwiderständen zusammengesetzter Gefälldraht lag an 440 Volt Spannung des städtischen Netzes. Wurde nun durch Ausschalten von Widerstand die Spannungsdifferenz der Elektroden langsam gesteigert, so trat ein Moment ein, wo die erreichte Spannung eben genügte, um eine Entladung herbeizuführen. Bei konstantem Drucke und konstantem Elektrodenabstand gewann ich so bei langsam steigender Temperatur folgende Kurven:

Alle drei Kurven, drei verschiedenen Elektrodenabständen entsprechend, weisen zwei Minima auf: ein erstes bei etwa 240° und ein zweites bei 280°. Für das erste Minimum habe ich keine optische Deutung gefunden, das zweite jedoch halte ich für den Eintrittsmoment der Fluoreszenz, denn in seiner unmittelbaren Nachbarschaft liegen die Punkte, bei denen ein grüner Fluoreszenzfleck im Dampfe sichtbar wurde. In Fig. 4 tritt dieser Moment noch deutlicher zutage.

Entsprechend dem immer rascher ansteigenden Verlauf der Spannungskurve oberhalb der

1) Vgl. Stark, Elektrizität in Gasen, 1902, S. 220.


Fig. 3.

Temperatur 280° bemerken wir, daß mit wachsendem Elektrodenabstand oberhalb 280° die Spannung nach einer stetig gekrümmten Kurve zunimmt, unterhalb 280° jedoch verwickeltere Verhältnisse eintreten.

Es war nun von Wichtigkeit, zu untersuchen, ob, wenn ein bestimmtes Gas die Fluoreszenz verhinderte, die Kurve für die Anfangsspannung ebenfalls ein Minimum besäße und, wenn ein solches vorhanden, bei welcher Temperatur dasselbe eintreten werde.

Mit drei Gasen: Wasserstoff, Kohlensäure und Stickstoff habe ich Versuche angestellt, es ist mir jedoch bei keinem derselben gelungen, für längere Zeit die Fluoreszenz zum Verschwinden zu bringen. Wood vermochte, wie schon angeführt, in Wasserstoff von Atmosphärendruck ein Auftreten der Fluoreszenz dauernd zu verhindern. Leider gibt er über die Herkunft bzw. Reinheit seines Wasserstoffes keinen Aufschluß. Bei den großen Volumen (Natriumrohr + Gaedepumpe) war ich natürlich genötigt, große Mengen von Gas zum wiederholten Spülen der Räume zu verwenden; ich bediente mich daher der im Handel erhältlichen Flaschen mit komprimierten Gasen. Natürlich sind diese Gase nicht rein, enthalten meistens noch kleinere Mengen von Luft, deren Sauerstoff ich jedoch durch vorgelegte Waschflaschen mit Absorptionsmitteln und dann durch das flüssige Natrium selbst wegzuschaffen hoffte.

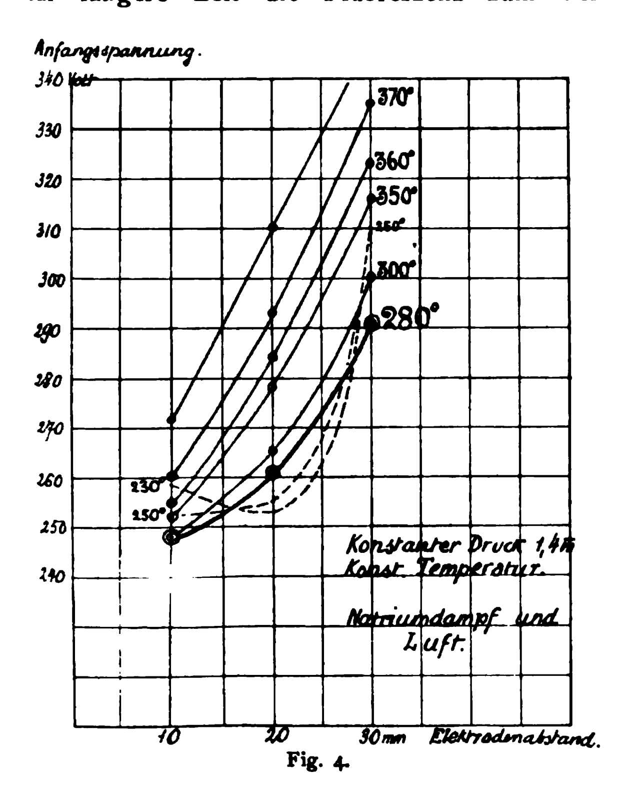


Fig. 4.

a) Wasserstoff. Wenn, wie wir sehen werden, bei den anderen Gasen ein zeitweiliges Verschwinden der Fluoreszenz, besonders während des Einleitens frischen Gases, möglich war, so ist mir dies bei Wasserstoff nicht gelungen. Vielmehr war der Vorgang im allgemeinen der folgende: Druck des Wasserstoffs über 250 mm *Hg*, also etwa $^1/_3$ Atmosphäre langsam steigende Temperatur. Bei ungefähr 300° zeigt sich im Lichtfleck in der Retorte eine schwache Nebelbildung. Bei 370° beginnt eine dunkel olivfarbene Fluoreszenz, gleichzeitig nimmt der Druck beträchtlich ab, indem das flüssige Natrium große Mengen von Wasserstoff okkludiert. Bei Temperaturen oberhalb 400° ist eine deutliche dunkel olivgefärbte Fluoreszenz wahrnehmbar. Wird nun evakuiert, so hellt sich bei gleicher Temperatur die Farbe der Fluoreszenz merklich auf, bis bei kleinen Drucken (unter 1 mm) wieder die hellgrüne Fluoreszenz wie in Luft auftritt. Übrigens gibt das Natrium beim Evakuieren das okkludierte Gas in kleinen Blasen wieder ab, ein Vorgang, der die Evakuation stark in die Länge zieht. Wichtig ist nun, daß es nicht gelang, bei der verfügbaren Spannung von 400 Volt einen Strom durch den Dampf zu senden, obgleich versucht worden war, durch Variation von Temperatur, Druck und Elektrodenabstand möglichst günstige Bedingungen für den Stromdurchgang herzustellen.

b) Kohlensäure. Auch hier zeigt sich beim Erhitzen des Dampfes im Gase eine verhältnismäßig rasche Druckabnahme, ich glaube aber nicht, daß im Falle der Kohlensäure eine Absorption des Gases durch das flüssige Natrium stattfindet, sondern vielmehr, daß sich durch direkte Verbindung der Kohlensäure mit dem Natrium oxalsaures Natrium bildet[1]); es überzog sich bei den Versuchen das blanke Metall stets mit flockigen Gebilden oder zum

1) Vgl. z. B. Richter-Anschütz, Org. Chemie Bd. II, 1900, S. 480.

mindesten mit weißlichen Schichten einer Natriumverbindung. Durch fortwährendes Ergänzen der gebundenen Kohlensäure gelang es, unter Konstanthaltung des Druckes den Eintrittsmoment der Fluoreszenz über 280° hinauszuschieben, offenbar dadurch, daß der Dampf durch Bildung von $Na_2C_2O_4$ zerstört wurde. Wurde die Zufuhr der Kohlensäure jedoch unterbrochen, so trat nach einiger Zeit die Fluoreszenz wieder ein.

Was die Werte der Anfangsspannung betrifft, so zeigte sich eine viel geringere Ionisation des Gemisches Dampf—Kohlensäure wie beim Gemische Dampf—Luft. Fig. 5 gibt ein

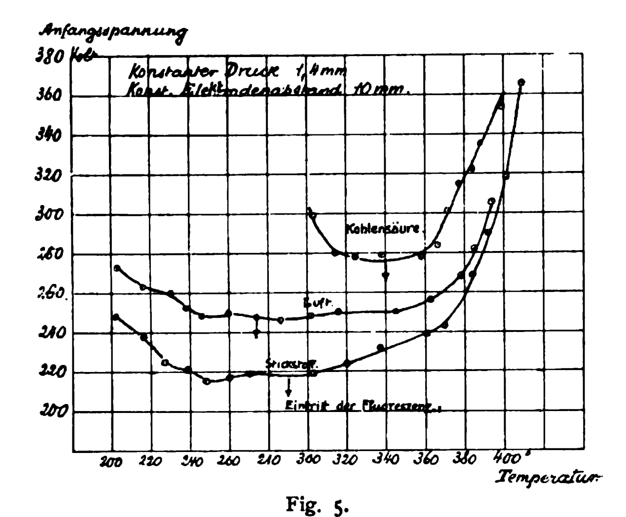


Fig. 5.

Bild des Verlaufs der Kurve, deren Minimum genau mit dem hinaufgeschobenen Eintritt der Fluoreszenz (bei 340° durch einen ↑ bezeichnet) zusammenfällt. Bei Kohlensäure ist überhaupt das Minimum der Anfangsspannung am deutlichsten von allen untersuchten Fällen ausgesprochen.

c) Stickstoff. Fig. 5 läßt das Gemisch Dampf—Stickstoff als das am stärksten ionisierte erkennen. Wie bei Luft, so verläuft auch bei Stickstoff die Kurve der Anfangsspannung um 300° herum relativ flach und zeigt nicht das deutliche Minimum des Gemisches Dampf—Kohlensäure. Auffallend ist das schon gelegentlich der Verhältnisse bei Luft erwähnte Verhalten bei 240°. Bei Stickstoffüllung war nämlich in einigen Fällen ein Beginn der Fluoreszenz schon bei 230° bis 250° beobachtet worden, dabei verlief die Kurve der Anfangsspannung schon von diesen Temperaturen an langsam steigend.[1]) Leider gelang es nicht, die Ursache dieser Verschiebung des Eintrittsmomentes aufzufinden; von Wichtigkeit ist jedoch die Tatsache, daß die Abweichung sich auch im elektrischen Verhalten des Gemisches Dampf—Stickstoff zu erkennen gibt. Für kurze Zeit gelang es mit Stickstoff bei etwa 80 mm Druck die Fluoreszenz zum Verschwinden zu bringen, jedoch trat sie nach einiger Zeit wieder auf. Auf den blanken Tropfen herausdestillierten Natriums war ein bläulicher Beschlag zu sehen.

Bevor wir weitere Schlüsse aus den Beobachtungen ziehen, sollen nun die Verhältnisse beim Stromdurchgang durch Natriumdampf—Luft, die in der vorläufigen Mitteilung schon erwähnt wurden, etwas eingehender betrachtet werden.

4. Charakteristiken von Natriumdampf—Luft.

Die Aufgabe ist die folgende: Es liegt vor eine Geißlersche Röhre aus gutleitender Substanz. Das darin enthaltene Medium stellt ein System zweier Gase dar, die sich in einer Art dynamischen Gleichgewichts befinden, indem der in der Mitte des Rohres befindliche Dampf von der hoch temperierten Rohrmitte beiderseits nach den kaltgehaltenen Enden destilliert. Die Variabeln sind nun

1. der Druck (p). Am Manometer ist natürlich nur die Summe der Partialdrucke von Luft und Dampf abzulesen;
2. die Temperatur (t). Gemessen wurde so gut wie möglich in der durchströmten Gasstrecke (wobei die Erwärmung durch den Strom von derjenigen durch die Heizung sorgfältig unterschieden wurde);
3. der Elektrodenabstand (d). Seine Einstellung und Messung ist oben schon erläutert worden;
4. die Spannung (v) während des Stromdurchganges und
5. die Stromstärke (i).

Zu diesen 5 Variabeln kämen eigentlich noch hinzu die Erhitzungsgeschwindigkeit sowie die Erhitzungsdauer, d. h. die Zeit, während welcher der Dampf im Rohre seit Einbringung einer Portion Natrium erhitzt worden war. Der Einfluß dieser beiden Faktoren war anfangs ein ziemlich beträchtlicher, erwies sich jedoch später bloß als ein scheinbarer, nachdem es sich herausgestellt hatte, daß zur Erlangung eines stationären Zustandes im Rohre ein viele Stunden dauerndes Erwärmen in möglichst hohem Vakuum, ferner Spülen mit Luft (bzw. dem zu untersuchenden Gase) notwendig ist. Es ist nicht direkt zu übersehen, welchen Einflüssen (okkludierten Gasen, Wasserstoff, Kohlenwasserstoffen aus dem miteingebrachten Petroleum usw.) der Dampf dabei unterworfen ist. Als einzige

1) Dasselbe frühe Auftreten der Fluoreszenz bei 240° zeigte sich auch bei Luftfüllung in zwei vereinzelten Fällen. Möglicherweise war der Luft dabei ein großer Teil ihres Sauerstoffes durch Oxydation des Natriums entzogen worden.

Kriterien der Erreichung des stationären Zustandes kann ich außer der wiederholten Erzielung derselben Beobachtungsresultate etwa angeben, daß schon bei Zimmertemperatur ein Stromdurchgang erreichbar ist (Anfangsspannung bei 10 mm Elektrodenabstand unter 400 Volt) und daß die dabei auftretende Entladung eine orangefarbene (*D*-Linien emittierende) positive Lichtsäule besitzt. Vor Erreichung des stationären Zustandes traten Verhältnisse auf, die ich im Interesse einer richtigen Wiederholung solcher Messungen hier anführen muß. Zunächst die scheinbare Abhängigkeit von der Erhitzungsdauer: War über Nacht das Natriumrohr in kaltem Zustande stehen geblieben, so zeigten sich am Morgen bei der erstmaligen Erhitzung zum Zwecke einer Versuchsreihe über den Verlauf der Anfangsspannung hohe Werte dieser Größe, das charakteristische Minimum war überhaupt nicht vorhanden oder lag an ganz verschiedenen Stellen. Mit Wiederholung der Versuche rückte die Kurve im allgemeinen mehr und mehr zu kleineren Werten der Anfangspotentiale, und es schien, als ob durch längeres Erhitzen eine Änderung der Anfangsspannung und dementsprechend eine Änderung der Ionisation vorliege. Zur Kontrolle seien hier zwei Meßreihen angeführt.

Tabelle V.

Vor Erreichung des stationären Zustandes. Druck 1,4 mm, Elektrodenabstand 10 mm.

		Anfangspotentiale bei 250°	300°	350°	Minimum bei der Temperatur
Erste Erhitzung	steigende Temp.	356 Volt	366 Volt	380 Volt	kein M.
„ „	fallende „	326 „	295 „	288 „	355°
Zweite „	steigende „	281 „	282 „	296 „	270°
„ „	fallende „	339 „	297 „	290 „	kein M.

Tabelle VI.

Der stationäre Zustand.

Druck 1,4 mm. Elektrodenabstand 10 mm.

Zeit	Temperatur	Anfangspotential
0^{min}	379°	272 Volt
14^{min}	379°	272 „
28^{min}	378,5°	272 „
45^{min}	379°	273 „
Hierauf Erhitzung während 43 Min. bis 430° und wieder abgekühlt.		
88^{min}	381°	276 Volt
89^{min}	380°	275 „
90^{min}	379°	274 „

Hieraus ist ersichtlich, daß, wenn der stationäre Zustand erreicht worden ist, das Anfangspotential unabhängig von der Erhitzungsdauer wird. Es scheint, wie wenn also einer bestimmten Temperatur cet. par. eine bestimmte Ionisation des Dampfes entspräche.

Ähnlich waren die Verhältnisse bei variierter Erhitzungsgeschwindigkeit. Bei großer Erhitzungsgeschwindigkeit waren die Kurven Anfangspotential — Temperatur vor dem stationären Zustande flacher wie bei kleiner Erhitzungsgeschwindigkeit. Interessant ist der Einfluß dauernden Stromdurchganges durch den Dampf. Bei Zimmertemperatur war, wie oben angeführt, bei etwa 355 Volt Anfangspotential eine Entladung durch den Gasinhalt möglich. Wurde nun während bestimmter Zeit ein Strom von einigen Milliamperes Stärke im Rohre erzeugt, so ergab sich eine Kurve für die Werte der Anfangspotentiale, die in Fig. 6 dargestellt ist. Es ist leicht aus der Kurve ersichtlich, wie gleich nach dem Aufhören des konstanten Stromes ein relativ kleines Anfangspotential zur Einleitung einer Entladung genügt, wie aber rasch die Werte ansteigen und schließlich ein konstantes Potential erreicht wird. Diese Nachwirkung des Stromdurchganges könnte zu einer Fehlerquelle für die Beobachtung fortlaufender Reihen von Anfangspotentialen werden, indem immer der Stromdurchgang einer Beobachtung den Wert des darauffolgenden Anfangspotentiales herabsetzte. Diesem Einfluß habe ich bei den Meßreihen dadurch begegnet, daß ich den Strom sofort nach seinem Entstehen und der Messung des Anfangspotentiales unterbrach und ferner den

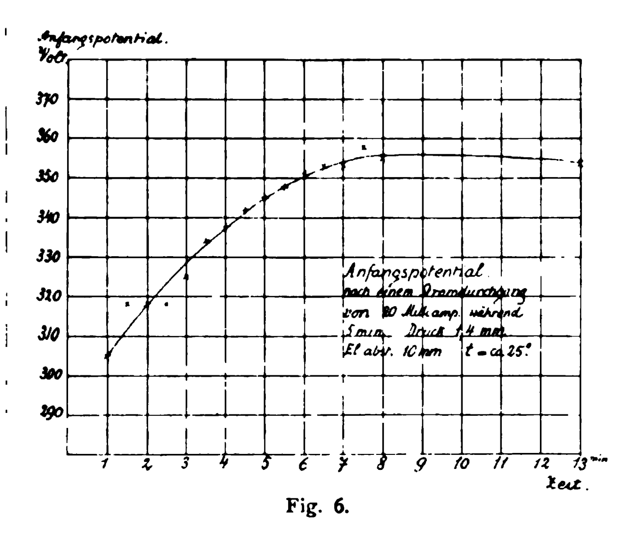


Fig. 6.

nächsten Wert erst nach einer gewissen Zeit ablas.

Wie zu Beginn dieses Abschnittes angeführt, lagen folgende Variabeln vor:

Druck p, Temperatur t, Elektrodenabstand d, Spannung v und Stromstärke i.

Soll nun der Stromdurchgang nach allen Variabeln hin untersucht werden, so sind Kurven folgender Kombination möglich: (Der Elektrodenabstand sei konstant gehalten.)

Kurve p, t $v, i, d =$ konst. p u. t sind willkürlich veränderlich, stehen also in keiner Beziehung,
„ v, p $t, i, d =$ konst., vgl. Fig. 8,
„ v, t $p, i, d =$ konst., vgl. Fig. 9,
„ v, i $p, t, d =$ konst., vgl. Fig. 7.

Die Kurven p, i und t, i wurden nicht ausgeführt.

Die Herleitung der Beziehungen geschah nun auf folgendem Wege: Für 6 konstant gehaltene Temperaturen

145° 223° 265° 355° 402° u. 446°

wurden für bestimmte Drucke (im allgemeinen zwischen 0,3 und 20 mm *Hg*) die Charakteristiken v, i aufgenommen und in 6 Tafeln die Kurven eingetragen. Fig. 7 (sowie die in der

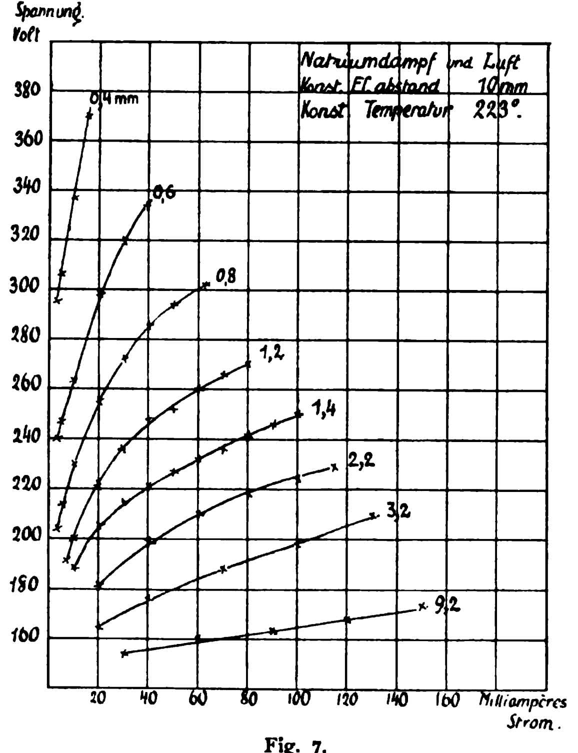


Fig. 7.

vorläufigen Mitteilung auf Seite 230 gegebenen Kurven) deuten den Verlauf der v, i-Funktion an. Über die Farbe der Entladung gibt nachstehende Zusammenstellung Aufschluß:

Aus den sechs Tafeln v, i ergaben sich drei Blätter über die Werte v, p entsprechend drei konstanten Werten der Stromstärke, nämlich 20, 50 und 100 Milliamperes. In Fig. 8 ist die v, p-Kurvenreihe für 50 Milliamperes dargestellt.

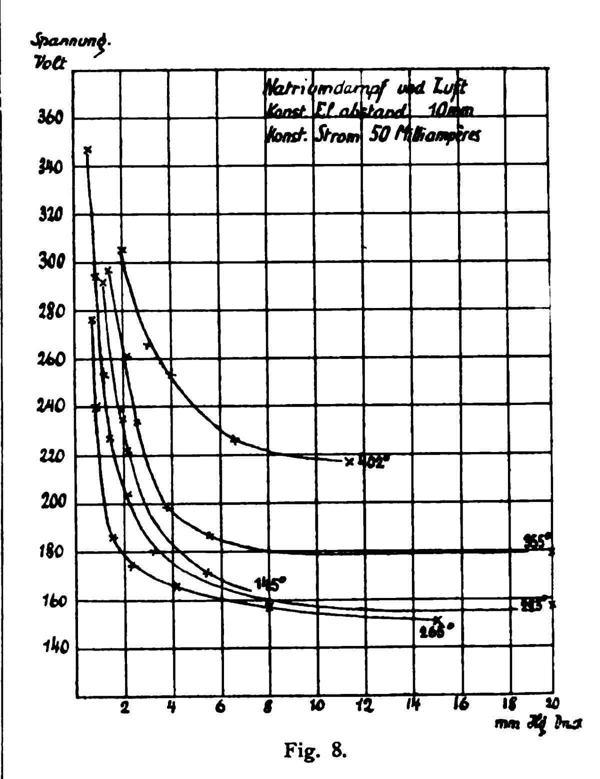


Fig. 8.

Die Funktion v, p verläuft in roher Annäherung hyperbolisch; mit wachsenden Drucken nehmen die Spannungen, welche notwendig sind, um einen Strom von 50 Milliamperes durch das Gas zu treiben, erst rasch ab zwischen 0 und 6 mm und verflachen sich bei höheren Drucken. Die auffallende Anordnung der v, p-Kurven für konstante Temperaturen (die Kurve für 145° liegt z. B. zwischen den Kurven 223° und 355° usw.) wird verständlich, wenn man den Gang der Elektrodenspannung mit der Temperatur, also die v, t-Kurve in Berücksichtigung zieht. Fig. 9 stellt eines der Blätter dar, welche sich aus den drei v, p-Kurven für 20, 50 und 100 Milliamperes ableiten ließen. Es genügen jedoch die vorhandenen Punkte kaum zu einer sicheren Festlegung des Verlaufs. Wenn ich es doch gewagt habe, den Gang der Kurve anzudeuten, so konnte das auf Grund des ähnlichen Zusammenhanges geschehen, welcher in

Temperatur	Niedere Drucke	Höhere Drucke
145°	vorwiegend violett	schwach orange bis weißlich
223°	dasselbe	dasselbe
265°	violett bis orange	hellorange u. weißlich
355°	intensiv orange	grünliche u. weißliche Färbungen
402°	orange	weißlich violette Entladung
446°	orange bis hellgelb	weißlich.

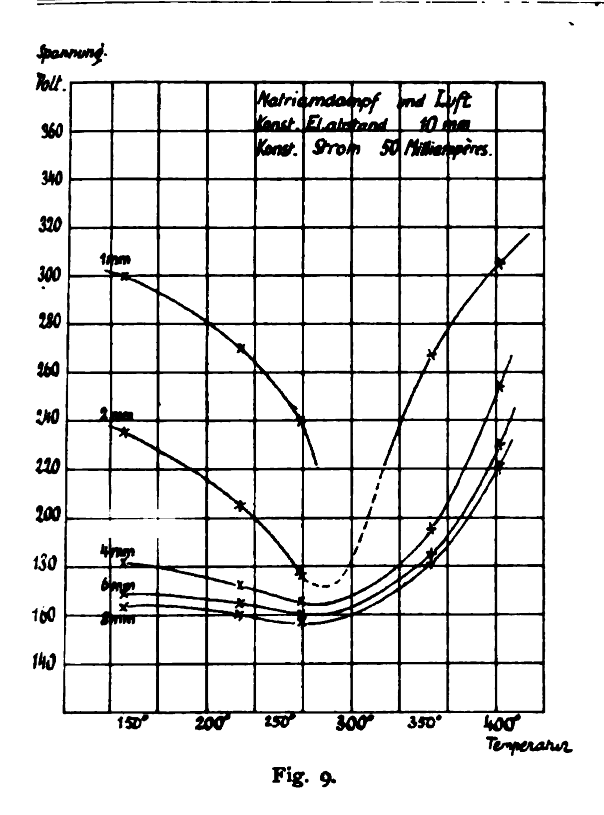


Fig. 9.

Fig. 3 (Anfangspotential und Temperatur) festgelegt wurde. Bei allen drei v, t-Blättern fiel mir das Minimum von v in der Gegend von 280^0, dem Eintritt der Fluoreszenz, auf. Offenbar ist die Lage dieses Minimums weder vom Druck noch von der Stromstärke abhängig. — Was noch die Änderungen der Charakteristiken mit dem Elektrodenabstand (d) betrifft, so verweise ich auf Fig. 4, wo die Anfangsspannung für verschiedene Elektrodenabstände dargestellt ist. In weiten Grenzen durfte der Wert von d nicht variiert werden, weil sonst die leitenden Gefäßwände die Erscheinung allzusehr verändert hätten.

Über die Spektra der Entladungen sind einige Messungen in der vorläufigen Mitteilung (S. 231) veröffentlicht; es waren außer der Hauptserie die erste und zweite Nebenserie des Natriums zu sehen, bis jetzt habe ich weitere spektroskopische Untersuchungen noch nicht ausgeführt.

5. Theoretische Bemerkungen.

Am Schlusse der Aufzählung der experimentell gewonnenen Daten sind wir von der relativ hohen Ionisation des Natriumdampfes in Verbindung mit seinen einbettenden Gasen überzeugt; es fragt sich nun, welches die Ursachen dieser Ionisation sind. Die Gesamtzahl der im Gase vorhandenen Ionen läßt sich aus drei Teilen zusammensetzen:

1. der Zahl von Ionen, welche durch die Temperatur allein bedingt ist; rechnet man dazu die durch katalytische Wirkung am blanken Natriummetall etwa noch hervorgerufene Ionisation, so erhält man den von Temperatur und Druck allein abhängigen Zustand vor dem Stromdurchgange. Seine Beurteilung kann elektrometrisch geschehen, ähnlich wie ich es (allerdings nur in Form roher Vorversuche) in der vorläufigen Mitteilung beschrieben habe. Zu genauen Messungen war meine Apparatur nicht eingerichtet;

2. der Zahl von Ionen, welche beim Stromdurchgange durch Ionenstoß freigemacht werden. Diese Zahl wird sich als Funktion der Temperatur, des Druckes (diese Faktoren wegen der freien Weglänge) und der Spannung darstellen lassen. Nach den äußeren Bedingungen, besonders in bezug auf die niederen Drucke, sind wohl auch freie Elektronen existenzfähig;

3. der Zahl von Ionen, die durch Molisierung wieder verschwinden. Die Bedingungen für eine Wiedervereinigung der Ionen (bzw. negativer Elektronen mit positiven Atomresten) sind auch durch die Größen Temperatur, Druck und Spannungsgefälle gegeben.

Zunächst fragen wir nach der Natur der elektrischen Strömung durch den Gasinhalt des Rohres. Haben wir es mit einer selbständigen oder einer unselbständigen Strömung zu tun? Für die zweite Kategorie spricht der Umstand, daß ja ein Ionisator (die Temperatur) die Grundlage der Strömung bietet, dann müßte aber bei jedem Elektrodenpotentiale eine Strömung vorhanden sein; das Auftreten eines Anfangspotentiales sowie das Fehlen jeglichen Sättigungsstromes spricht dagegen. Rein selbständig ist die Strömung jedoch auch nicht, da zu ihrer Unterhaltung die erhöhte Temperatur notwendig ist. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich eine unselbständige Strömung im Natriumdampfe erzielen läßt; vor Einsetzen der Strömung mit hohen Stromstärken, also vor Erreichung des Anfangspotentiales, war oft eine sehr schwache Entladung bemerkbar, ich habe diese jedoch noch nicht weiter untersucht.

Es ist ferner leicht einzusehen, daß in den Charakteristiken nicht mehr als eine Resultante der oben angeführten drei Ionisationsursachen zu erkennen sein wird, daß es kaum möglich sein dürfte, anzugeben, welche der drei Komponenten in jedem Falle überwiegt. Auch das Anfangspotential vermag die Ionisation nicht zu charakterisieren; es ließ sich das aus folgendem Versuche erkennen: Bei langsam steigenden Temperaturen wurden die Werte der Anfangspotentiale und dazu die Werte der Anfangsklemmenspannung und Anfangsstromstärke gemessen, und zwar in der Weise, daß das Potential der Elektroden mit Hilfe des Gefälldrahtes langsam gesteigert wurde. Im Momente

des Eintritts der Entladung wurde das Anfangspotential abgelesen, die Spannung sank dann auf die Anfangsklemmenspannung zurück und ein Strom von bestimmter Stärke ging durch das Rohr hindurch. In Fig. 10 sind alle drei Kurven dargestellt (die Kurve der Stromstärke gegenüber den Spannungskurven doppelt überhöht). — Berechnet man nun nach dem Ohmschen Gesetze (obgleich dasselbe in seiner gewöhnlichen Form natürlich hier nicht gilt) den Widerstand der Gasstrecke, so erhält man die mit „Ohmscher Widerstand" bezeichnete Kurve.

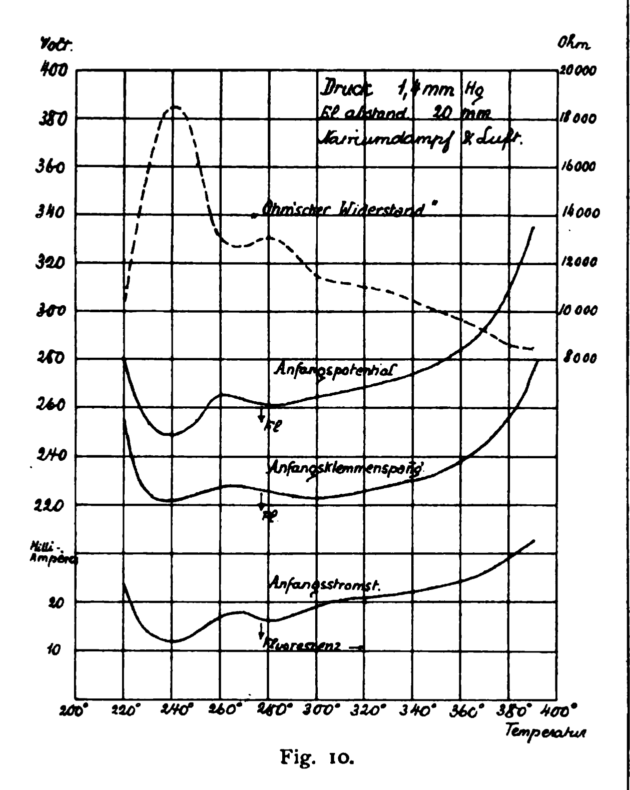


Fig. 10.

Sie weist ein Hauptmaximum bei 240⁰ und ein Nebenmaximum beim Eintritt der Fluoreszenz auf. Aus der Kurve könnte auf eine stetige Zunahme der Leitfähigkeit des Gasgemisches vom Beginn der Fluoreszenz an geschlossen werden. Welchem der drei Faktoren wir in der Hauptsache dieses Resultat zuzuschreiben haben, ist nicht zu übersehen, am wichtigsten wäre der Vorgang der Molisierung, wenn man die Wiedervereinigung von negativem Elektron mit positivem Atomrest als Ursache des Fluoreszenzbandenspektrums ansieht, aber gerade dieser kann am wenigsten beurteilt werden, während eine Zunahme der Ionisierung mit steigender Temperatur und steigender Elektrodenspannung viel Wahrscheinlichkeit besitzt. Fig. 11 gibt endlich den aus Fig. 7 berechneten „Ohmschen Widerstand" bei einer konstanten Temperatur von 223^0. Er verläuft wie die v, p-Kurven in Fig. 8 angenähert parabolisch.

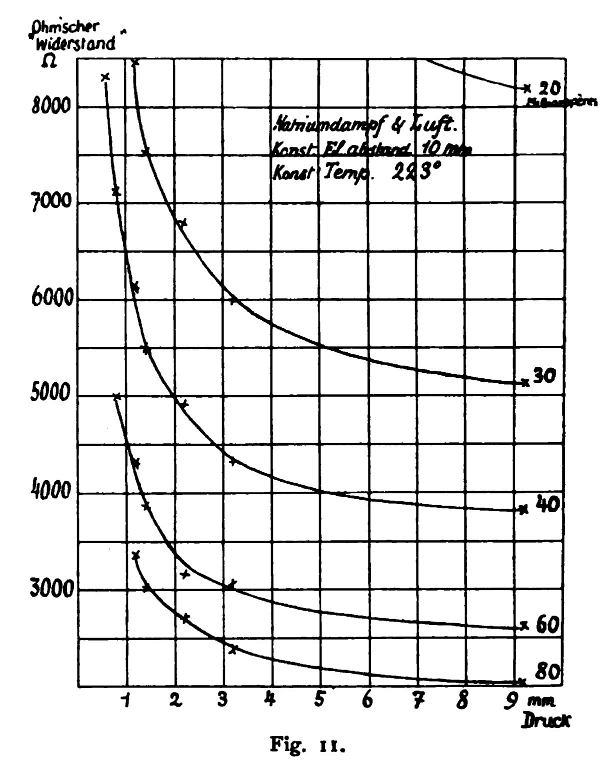


Fig. 11.

Mit steigendem Drucke und steigender Stromstärke nimmt die Leitfähigkeit des Gemisches Natriumdampf—Luft zu. Vorläufig hat es keinen Zweck, weitere Schlüsse auf die Leitfähigkeit und die sie beeinflussenden Umstände zu ziehen, vielleicht läßt sich eine direkte Bestimmung derselben ausführen, sei es, daß man die oben angedeutete stromschwache Entladung bei geringer Spannung an den Elektroden, auf die sich vielleicht das Ohmsche Gesetz direkt anwenden läßt, messend verfolgt, oder daß die Methode der Querströme auf den Stromdurchgang, bei höheren Drucken angewandt, zum Ziele führt.

Der Einfluß des Einbettungsgases ist ein recht beträchtlicher, nicht nur, daß das Eintreten der Fluoreszenz wie auch diese selbst durch das einhüllende Medium verändert werden, es zeigt sich auch, wie die Kurven Fig. 5 es dartun, eine Änderung im Stromdurchgange. Auffallend ist dabei, daß die Reihenfolge in bezug auf die Anfangsspannungen, wie sie sich aus Fig. 5 ergibt, nämlich Wasserstoff (über 400 Volt), Kohlensäure, Luft und Stickstoff nicht mit der Reihenfolge, die etwa aus den Ionenbeweglichkeiten folgt, koinzidiert, besonders Wasserstoff als Einbettungsmittel fällt ganz aus der Reihe. Anfangs war ich geneigt, das Gas außerhalb des Natriumdampfes als am Leitungsvorgange unbeteiligt anzunehmen, so ungefähr, daß es bloß als eine Art Kolben wirkte, der bei größerem Druck den Natrium-

dampf in der Rohrmitte zusammenschob, bei geringerem Drucke entsprechend ausdehnte. Diese Ansicht mußte jedoch bald fallen gelassen werden im Hinblick auf die Änderungen, die die Charakteristiken durch Änderung des Gases erlitten. Als Beispiel möchte ich hier eine Versuchsreihe mit Kohlensäure bei 368° anführen. In dieser Temperaturgegend verlaufen die v, i-Charakteristiken für Natriumdampf—Luft wie in der vorläufigen Mitteilung S. 230 ersichtlich) nahezu horizontal, die v, i-Kurven für Natriumdampf—Kohlensäure sind steil und wenig ekrümmt und schneiden die anderen Kurven um Teil beinahe orthogonal. Bei niedrigen emperaturen, ebenso bei geringen Drucken, o also die Dichte des Natriumdampfes sehr ering, zeigt auch die Entladung die charaktestische Farbe des Einbettungsgases (violett ei Luft, hellblau bei Kohlensäure); erst wenn e Dichte des Dampfes steigt, tritt die charakristische Orangefärbung mehr hervor, die bis hellgelb und weiß übergehen kann. Über e eigentliche Natur des Gasgemisches in der etorte können keine bestimmten Angaben macht werden, da ja chemische Verbindungen tstehen können, die die Natur des Gasgesches verändern.

Physikal. Institut der Universität Basel, Juli 08.

(Eingegangen 24. Juli 1908.)

rsuche über Gasbildung in Entladungsröhren.

Von R. von Hirsch.

In zwei früheren Mitteilungen wurde festellt:

1. daß bei der Entstehung von Kathodenhlen in Entladungsröhren bei Verwendung Influenzmaschine als Stromquelle zwischen druck p und Entladungpotential V die Beung $p^2 V=$ const. besteht, wenn die Rohrng ein reines Gas ist, während für Gemische e Beziehung nicht mehr zutrifft[1];

2. daß aus gewöhnlichen natriumhaltigen niniumelektroden unter der Wirkung der adung ein Gas frei wird, welches durch bestimmten $p^2 V$-Wert charakterisiert und diesem Verhalten als reines Gas anzuchen ist.[2])

Die Natur dieses Gases festzustellen, ist die nwärtige Aufgabe: Anknüpfend an frühere bnisse wurde die Vermutung geprüft, daß ch um Wasserstoff in irgendwie veränderter handle; das Gas wurde daher der Wirkung nden Kupferoxyds unterworfen.

Zu diesem Zweck erwies sich nach mehrfachen Versuchen folgende Anordnung als zweckmäßig: Der Glühfaden einer Tantallampe wurde entfernt und durch einen dünnen Kupferdraht ersetzt; die so veränderte Lampe mit der Entladungsröhre verbunden und durch Erhitzen im evakuierten Zustand von haftenden Gasresten befreit; endlich der Kupferdraht durch Glühen in Luft oberflächlich oxydiert. Diese Lampe verzehrt bei dunkler Rotglut und in Gegenwart von P_2O_5 eingelassenen Wasserstoff vollständig, d. h. bis zu einem Rest von etwa $1/_{1000}$ mm Quecksilberdruck. In einer neutralen Atmosphäre (Luft) geglüht, verändert sie innerhalb 15 Minuten den Gasdruck um höchstens $1/_{1000}$ mm; sie ist daher zur quantitativen Analyse brauchbar.

Das zu untersuchende Gas wurde wie bisher durch lang anhaltenden Betrieb einer Röhre mit der Influenzmaschine erhalten, der so lange fortgesetzt wurde, bis der charakteristische $p^2 V$-Wert $= 1/_4$ des Wasserstoffwertes erreicht war; sodann wurde es während 20 bis 30 Minuten dem glühenden CuO ausgesetzt. Mit drei verschiedenen Röhren wurden folgende Resultate erhalten:

I. Anfangsdruck $17{,}0 \cdot 10^{-3}$ mm; absorbiert $10{,}5 \cdot 10^{-3}$ mm; also 64 Proz. Wasserstoff.

II. Anfangsdruck: $9{,}5 \cdot 10^{-3}$ mm; absorbiert $5{,}0 \cdot 10^{-3}$ mm; also 53 Proz. Wasserstoff.

III. Anfangsdruck: $38{,}0 \cdot 10^{-3}$ mm; absorbiert $19{,}0 \cdot 10^{-3}$ mm; also 50 Proz. Wasserstoff.

Mittelwert 56 Proz. Wasserstoff.

Obwohl der erste Wert vom Mittel mehr abweicht als zu erwarten war, so kann doch kein Zweifel bestehen, daß nur etwa die Hälfte des Gases Wasserstoff ist. Der Rest scheint aus CO_2 zu bestehen; denn die Banden dieses Gases treten im Spektrum nach Entfernung des Wasserstoffs verstärkt hervor. Es kann sich auch nicht um eine organische Verbindung handeln, die unter der Wirkung des glühenden CuO zu CO_2 (und Wasser) verbrannte; denn eine solche kann niemals weniger als ein Molekül CO_2 für ein Molekül des ursprünglichen Stoffes liefern, so daß der Druck nicht abnehmen könnte.

Es scheint also keine andere Möglichkeit zu bleiben, als daß das Gas ein Gemisch von H_2 und CO_2 zu ungefähr gleichen Teilen sei. Dies würde aber bedeuten, daß diesem Gemisch im Gegensatz zu allen bisher untersuchten Mischungen ein konstanter $p^2 V$-Wert zukäme, wie den reinen Gasen. Bevor diese Deutung angenommen werden kann, ist eine besondere Untersuchung der CO_2-H_2-Gemische notwendig.

Anstatt die $p^2 V$-Kurve dieser Gemische direkt in ihrem Verlauf zu bestimmen, wurde ein etwas verschiedener Weg eingeschlagen. Es erwies sich nämlich als sehr schwierig, bei der Unter-

[1] R. v. Hirsch, diese Zeitschr. 8, 461, 1907.
[2] R. v. Hirsch u. F. Soddy, Phil. Mag. (6) 14, 779, 1907.

suchung eines bestimmten Gemisches das Mischungsverhältnis wirklich festzuhalten. Da die Entladung dasselbe verändert, mußte jeder einzelne Versuch mit einer frischen Füllung ausgeführt werden. Aber trotz dieser Vorsicht entstanden häufig unbeabsichtigte Änderungen der Zusammensetzung, da die verschiedene Beweglichkeit beider Gase in den langen Rohrleitungen und verzweigten Apparatteilen eine teilweise Entmischung veranlaßte, so daß z. B. beim Pumpen das Mischungsverhältnis sich stets zugunsten des CO_2 verschob. Da aber in manchen Gebieten das Verhalten der Gemische sich mit ihrer Zusammensetzung sehr rasch ändert, war die Beseitigung dieser Fehlerquelle wesentlich.

Es wurde deshalb ein etwas abgeändertes Verfahren angewandt, dessen Verständnis einer kurzen Erläuterung bedarf: Bildet man das Verhalten zweier reiner Gase und ihrer Gemische in einem Koordinatensystem ab, desssen Abszissen V, dessen Ordinaten $p^2 V$ sind, so erhält man folgendes Bild:

Zwei der Abszissenachse parallele Gerade entsprechen den reinen Stoffen, eine dazwischen liegende, gegen die Abszissenachse geneigte Kurvenschar den Gemischen. Von den individuellen Eigenschaften der einzelnen Versuchsröhre ist dieses Bild insofern unabhängig, als die Verhältnisse entsprechender $p^2 V$-Werte immer dieselben bleiben, die mit verschiedenen Röhren erhaltenen Diagramme also durch eine bloße Änderung des Maßstabs miteinander zur Deckung gebracht werden können.

Daß eine solche Reduktion auch für Gemische tatsächlich möglich ist, zeigt folgender Versuch mit Luft. Hier beziehen sich die Zahlen der „Röhre I" auf einen früheren Versuch[1]), die Zahlen der „Röhre II" sind in der gleichen Weise wie dort mit einer neuen Röhre mit Kupferelektroden erhalten.

Tabelle.

	V	p_1	$p_1^2 V$	p_2	$p_2^2 V$	$\frac{p_2^2 V}{2,13}$
			Röhre I		Röhre II	
H_2:			1460		3120	
			Verhältnis: **2,13**			
Luft:	300 · 5,6 Volt	12,5 · 10—3 mm	**46,8**	18,5	103	**48,3**
	400	12,0	**57,6**	—	—	—
	500	11,5	**60,5**	17,0	144	**67,6**
	800	9,5	**72,0**	—	—	—
	1000	9,0	**81,0**	13,0	169	**79,3**
	1200	—	—	12,5	188	**88,3**
	1500	8,0	**96,0**	—	—	—
	1600	—	—	11,5	212	**100,0**

Es ist ersichtlich, daß die $p^2 V$-Werte der zweiten Röhre mit den entsprechenden der ersten Röhre zusammenfallen, wenn man sie durch die Zahl 2,13 dividiert, welche das Verhältnis der $p^2 V$-Werte für Wasserstoff in beiden Röhren wiedergibt.

Das gleiche Verhalten, das zwei verschiedene Röhren zeigen, kann man aber auch mit einer einzigen erhalten, wenn dieselbe unsymmetrisch gebaut ist. Dieselbe gibt dann bei gleicher Füllung stark verschiedene Entladungspotentiale, wenn die Stromrichtung umgekehrt wird. Reduziert man nun jedes Wertepaar einer solchen polaren Röhre, erhalten mit der gleichen Füllung, aber umgekehrter Stromrichtung, auf vergleichbares Maß, so erhält man mittels der gleichen Gasprobe zwei Punkte der reduzierten Kurve, und diese genügen, um ein Maß für die Steigung derselben, d. h. für die Abweichung des Gemisches vom Verhalten reiner Stoffe zu geben.

Diese Methode bietet vollständige Gewähr dafür, daß die untersuchte Mischung tatsächlich für beide Werte dieselbe sei. Sie verdient hier daher den Vorzug, obwohl sie von jeder Kurve nur zwei willkürlich gewählte Punkte, also nur ein rohes Maß der Steigung ergibt.

Die Anordnung der Versuche war dieselbe, wie sie in der ersten Mitteilung über diesen Gegenstand beschrieben ist; der verwendete Wasserstoff wurde durch einen eingeschmolzenen Palladiumdraht in der bekannten Form der Regeneratoren für X-Strahlenröhren eingelassen, das Kohlendioxyd aus erhitzter Soda erhalten; um Störungen zu vermeiden, muß die dem Pulver anhaftende Luft sorgfältigst vertrieben werden.

Die Polarität der Röhren wurde bei Nr. 1 erhalten, indem über eine der beiden gleichen Aluminiumelektroden ein ausgezogenes Stück Glasrohr gestülpt wurde, das eine starke Ventilwirkung hervorrief. Bei Nr. 2 stand einer kleinen Kupferelektrode eine größere Aluminiumelektrode gegenüber; im übrigen hat jede ausgesprochene Unsymmetrie im Bau der Röhre den gewünschten Erfolg.

Die Resultate sind in folgenden Tabellen vollständig enthalten. In denselben sind die beiden Stromrichtungen durch die Indizes 1, 2 unterschieden; die „reduzierten" $p^2 V$-Werte sind durch Division in den für die gleiche Richtung gültigen H_2-Wert erhalten. Die entscheidenden Zahlen, d. h. die prozentualen Differenzen der reduzierten $p^2 V$-Werte bezogen auf ihr Mittel, stehen in den letzten Kolumnen und sind außerdem in Form einer Kurve wiedergegeben.

I. Röhre.

	p	V_1	V_2	$p^2 V_1$	$p^2 V_2$
Wasserstoff	100,0 · 10—3 mm	600 · 5,6 Volt	2100	6000	21,000
	90,0	680	2500	5500	20,250
	87,0	720	2700	5450	20 400
			Mittel	**5650**	**20,550**

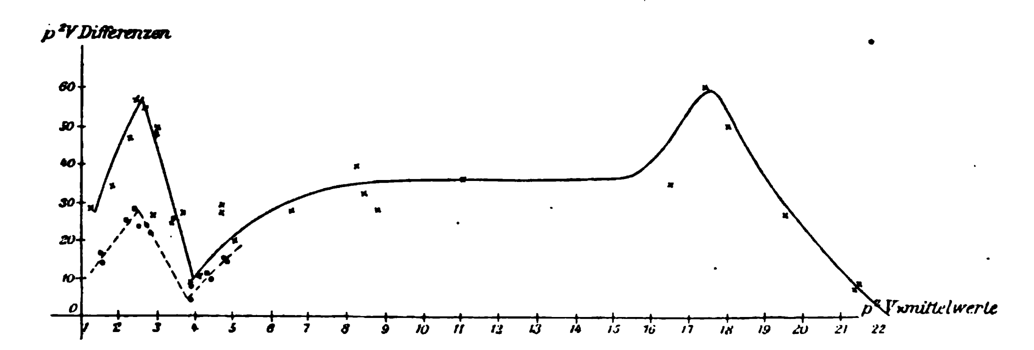
1) Diese Zeitschr. **8**, 461, 1907.

	p	V_1	V_2	p^2V_1	p^2V_2	p^2V_1 reduziert	p^2V_2 reduziert	Mittelwert	Differenz
CO_2	23,5	500	1650	276	910	20,5	22,5	21,5	2,0 = 9 Proz.
	19,0	700	2500	253	900	22,3	22,7	22,5	0,4 = 2 „
	21,5	600	2000	277	925	20,4	22,2	21,3	1,8 = 8 „
Gemische:	30,0	520	1000	468	900	12,1	22,7	17,4	10,6 = 61 Proz.
	27,5	550	1200	416	910	13,6	22,5	18,0	8,9 = 50 „
	27,5	550	1400	416	1060	13,6	19,4	16,5	5,8 = 35 „
	22,0	700	1900	338	920	16,8	22,3	19,5	5,5 = 28 „
	32,5	700	1900	740	2000	7,65	10,2	8,9	2,6 = 29 „
	38,0	700	1900	1010	2740	5,61	7,45	6,5	1,84 = 28 „
	46,0	650	1800	1380	3810	4,10	5,38	4,7	1,28 = 27 „
	42,0	800	2600	1410	4580	4,02	4,48	4,2	0,46 = 11 „
	55,0	600	1700	1820	5150	3,11	3,97	3,5	0,86 = 24 „
	62,0	580	1600	2230	6150	2,54	3,34	2,9	0,80 = 27 „
	80,0	500	1000	3200	6400	1,77	3,20	2,5	1,43 = 57 „
	92,0	300	650	2550	5500	2,22	3,73	3,0	1,51 = 50 „
	85,0	400	820	2900	5950	1,95	3,44	2,7	1,49 = 55 „
	83,0	500	1100	3450	7600	1,64	2,71	2,2	1,07 = 48 „
	85,0	550	1400	4000	10 100	1,43	2,03	1,7	0,60 = 35 „
	92,0	700	1900	5950	16 100	0,95	1,27	1,1	0,32 = 29 „
	55,0	580	1600	1760	4850	3,22	4,23	3,7	1,01 = 27 „
	39,0	800	2400	1220	3650	4,61	5,61	5,1	1,00 = 20 „
	39,0	1000	3300	1520	5000	3,73	4,10	3,9	0,37 = 9 „
	37,5	1000	2700	1410	3800	4,01	5,41	4,7	1,40 = 30 „
	40,5	520	1250	850	2050	6,62	10,00	8,3	3,25 = 40 „
	35,0	650	1700	795	2080	7,11	9,9	8,5	2,80 = 33 „
	30,0	700	1750	630	1580	8,98	13,0	11,0	4,00 = 36 „
	74,0	450	1000	2470	5490	2,28	3,76	3,0	1,48 = 49 „

II. Röhre.

asserstoff: Mittelwerte: 1030 3610.

mische:	p	V_1	V_2	p^2V_1	p^2V_2	p^2V_1 reduziert	p^2V_2 reduziert	Mittelwert	Differenz
	50,0	280	850	700	2120	1,47	1,70	1,58	0,23 = 15 Proz.
	38,5	480	1400	710	2080	1,45	1,74	1,60	0,29 = 18 „
	37,5	350	920	493	1285	2,09	2,80	2,44	0,71 = 29 „
	31,5	470	1250	466	1240	2,21	2,91	2,76	0,70 = 24 „
	30,0	300	1000	270	900	3,82	4,00	3,91	0,18 = 5 „
	24,5	420	1300	252	780	4,08	4,62	4,35	0,54 = 11 „
	26,5	330	980	232	688	4,45	5,22	4,83	0,77 = 16 „
	21,5	430	1030	195	476	5,29	7,57	6,43	2,28 = 43 „
	26,5	320	950	225	668	4,57	5,30	4,93	0,73 = 15 „
	28,5	300	950	244	771	4,23	4,66	4,44	0,43 = 10 „
	29,5	320	1060	278	870	3,71	4,14	3,92	0,43 = 8 „
	26,5	480	1300	338	915	3,05	3,94	3,50	0,89 = 25 „
	34,0	400	1100	463	1275	2,23	2,83	2,53	0,60 = 24 „
	28,0	500	1400	393	1100	2,62	3,28	2,95	0,66 = 22 „
	32,5	500	1350	528	1420	1,96	2,54	2,25	0,58 = 26 „



n der Figur entsprechen die Kreuze der ersten, Punkte der zweiten Röhre. Mit letzterer de nur das ausgezeichnete Gebiet der Kurve rsucht; da ihre Polarität weniger stark ist die der ersten Röhre, so sind alle Differenzen rlich kleiner.

Es ergeben sich folgende Resultate:

1. Der p^2V-Wert des reinen CO_2 ist nahezu $= {}^1/_{22}$ des H_2-Wertes; die früher zwischen H_2 und N_2 gefundene Beziehung zum Molekulargewicht findet sich hier also wieder.

2. Die Kurve, welche die Abweichung des p^2V-Verlaufs von der Konstanz versinnlicht, hat auf beiden Seiten ausgesprochene Maxima,

welche Gemischen entsprechen, in denen der eine Bestandteil stark überwiegt.

3. In der Nähe der Abszisse 4 hat die Kurve ein ausgesprochenes Minimum. In dessen Nähe steigt dieselbe steil an, ähnlich wie an beiden Enden, so daß auch hier eine geringe Änderung der Zusammensetzung von starkem Einfluß ist und die Auffindung des Minimums erschwert.

Zur Kontrolle der früheren Analysen wurden zwei Gemische, deren reduzierte p^2V-Werte ungefähr den Wert 4 ergeben hatten, der Wirkung des glühenden CuO ausgesetzt; sie ergaben 44 Proz. bez. 52 Proz. Wasserstoff, in guter Übereinstimmung mit den dortigen Resultaten.

Für die übrigen Mischungen ist die Zusammensetzung nicht weiter bekannt, als daß die Kurve einem stetigen Übergang von reinem Wasserstoff (links) zu reinem Kohlendioxyd (rechts) entspricht.

Das ausgezeichnete Gemisch bildet sich durch die Entladung von selbst, sobald CO_2 und H_2 im Rohr vorhanden sind, indem durch Selbstevakuation mehr CO_2 bez. mehr H_2 verschwindet, je nachdem der Gehalt an H_2 geringer oder größer als 50 Proz. ist. Dies zeigte sich, als Röhren mit Kupferelektroden verwendet wurden, die nachweisbar kein Gas abgeben. Stets zeigten sowohl die Analyse als der Gang der p^2V-Werte eine selbsttätige Annäherung an den ausgezeichneten Mittelwert, sobald die Entladung der Influenzmaschine das Gas einige Zeitlang durchsetzt hatte.

Versuche, die gleiche Erscheinung mit andern Gasgemischen wiederzufinden, blieben resultatlos. Bei N_2-H_2-Mischungen ist ein ausgezeichneter Punkt sicher nicht vorhanden. Alle p^2V-Kurven zeigen einen mit wachsendem V steigenden Gang; dauernde Entladung verschiebt das Mischungsverhältnis in allen Gebieten zugunsten des Stickstoffs; von einer genaueren Untersuchung des Gemisches wurde daher Abstand genommen.

N_2-CO-Gemische erwiesen sich zur Untersuchung nicht als geeignet, da hier Störungen auftraten, die auf Oxydation des Stickstoffs während der Entladung zurückzuführen sind.

Für die Gase der Argonreihe bildet ihre außerordentliche Empfindlichkeit gegen spurenweise Verunreinigung[1]) ein schwer zu beseitigendes Hindernis.

Die Untersuchung scheint daher, soweit sie sich auf die Messung der p^2V-Werte stützt, an ihrem natürlichen Ende angekommen zu sein. Es mag noch darauf hingewiesen werden, daß die beschriebene Eigentümlichkeit der CO_2-H_2-Gemische eine weitgehende Ähnlichkeit mit dem eutektischen Punkt schmelzender oder siedender Gemische aufweist.

Was endlich die Gasbildung in Entladungsröhren betrifft, von welcher diese Untersuchung ausging, so bedarf es keiner weiteren Erklärung, wenn natriumhaltiges Aluminium, welches an der Luft Wasser zu zersetzen und Karbonate zu bilden vermag, unter der Wirkung des Stroms Wasserstoff und Kohlendioxyd abgibt. Daher haben sich auch beide Gase als Verunreinigungen in Spektralröhren längst in unangenehmer Weise bemerklich gemacht.

1) Siehe F. Soddy, Proc. Roy. Soc. **128** A, 429, 1907.

München, Juli 1908.

(Eingegangen 18. Juli 1908.)

Leuchtende Wolke.

Von W. Kaufmann.

An den Abenden des 30. Juni und 2. Juli d. J. wurden an verschiedenen Punkten Norddeutschlands eigentümliche Lichterscheinungen beobachtet, die etwa 1 Stunde nach Sonnenuntergang beginnend einen großen Teil der Nacht hindurch anhielten und ihren Ausgang von einer anscheinend von der Sonne beleuchteten und in



sehr großer Höhe schwebenden Wolkenschicht nahmen. Es ist mir gelungen, die Erscheinung am 2. Juli zu photographieren. Die Aufnahme erfolgte um $10^h 30^m$ p. m. am Meeresstrand von Neuhäuser bei Königsberg i. Pr. mittels eines Görz-Anastigmat $F = 120$ mm auf Agfa-Isolarplatte bei 6 Minuten Exposition. Man sieht deutlich die langgestreckte sich bis zu etwa 2^0 über den Horizont erhebende Leuchtwolke. Die Farbe des Lichtes war ein weißliches Gelb; Schwankungen die auf ein Nordlicht hätten hindeuten können, wurden nicht bemerkt; ein Spektroskop war leider nicht zur Hand. Die Helligkeit war so groß, daß man bequem die Zeitung lesen konnte.

Königsberg, den 28. Juli 1908.

(Eingegangen 30. Juli 1908).

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten.

(Erwiderung an Herrn W. Guertler.)

Von Ernst Rudolfi.

Herr Guertler veröffentlicht unter dem Titel „Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten"[1]) eine Erwiderung zu meinen unter gleichem Titel erschienenen Ausführungen.[2]) Mit einem Teile meiner gegen seine früheren Auseinandersetzungen geäußerten Bedenken erklärt er sich einverstanden. Ich brauche daher auf diese nicht nochmals zurückzukommen und möchte nur darauf hinweisen, daß die Art, wie Herr Guertler sein Einverständnis bekundet, etwas ungewöhnlich und mit Anwendung eines eigenartigen Kunstgriffes verknüpft ist. In solchen Fällen verweist Herr Guertler nämlich auf einen von ihm verfaßten Bericht im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik[3]), in welchem er die von mir vorgebrachten Anschauungen ebenfalls „ausführlich dargelegt" habe. Hierdurch sucht Herr Guertler meine Ausführungen als überflüssig hinzustellen. Nun ist dieser Bericht erst am 24. März dieses Jahres erschienen, und ich konnte daher in meiner Abhandlung, welche am 27. Januar dieses Jahres eingesandt und am 15. März erschienen ist, keine Kenntnis von der inzwischen eingetretenen Änderung der Ansichten des Herrn Guertler haben.

Ich gehe nunmehr auf die einzelnen Punkte der Entgegnung des Herrn Guertler näher ein. Herr Guertler beginnt sub 1 mit dem Zitate folgender Stelle meiner Abhandlung „Guertler hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen", und verweist auf zwei Arbeiten, in denen er Liebenow erwähnt, und auf einen Vortrag, in dem er die Theorie von Liebenow zu widerlegen versucht hat. Herr Guertler zitiert hier nicht vollständig. Ich habe geschrieben: „Guertler hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen, weil er in bezug auf die Ursache dieses Zusatzwiderstandes sich der Auffassung von Le Chatelier anschließt." Ich habe nämlich im Teil II meiner Arbeit, welcher sich mit dem Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit befaßt, in Anlehnung an die Auseinandersetzungen von Ruer[1]) ausführlich dargelegt, daß, wenn auch Liebenow den sogenannten Zusatzwiderstand anderen Ursachen zuschreibt wie Le Chatelier, dieser der Richtigkeit der von ihm aufgestellten, von jeder Hypothese freien Hauptgleichung und den rechnerisch aus dieser zu ziehenden Folgerungen in keiner Weise Abbruch tut. Sehen wir nun, in welcher Weise Herr Guertler in seinem Aufsatze „Über den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit"[2]) die Arbeit von Liebenow „berücksichtigt". Er schreibt darüber[3]): „Theoretische Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen der Konstitution und dem Temperaturkoeffizienten fand ich nur bei Liebenow. Derselbe ging jedoch in seiner Theorie von einer falschen Basis aus, da er zwischen Mischkristallen und Kristallgemengen überhaupt nicht unterschied, dieser Unterschied sich aber nunmehr als der wesentliche und entscheidende herausgestellt hat." Und dann folgen, ohne daß der Name Liebenows nochmals erwähnt wird, Auseinandersetzungen, die, wenn wir Herrn Guertler Glauben schenken, zu neuen Resultaten führen, Resultaten jedoch, die alle schon von Liebenow erhalten und diskutiert worden und schon in der 2. Auflage der theoretischen Chemie von W. Nernst (1898) in ausgezeichneter Weise dargelegt worden sind. Hiermit ist wohl Punkt 1 der Erwiderung des Herrn Guertler erledigt.

Ich habe dann weiter in meiner Arbeit dargelegt, daß die Gleichungen von Matthiessen und Voigt, ebenso wie die von Barus Spezialgleichungen sind, die sich unter bestimmten Voraussetzungen aus der Liebenowschen Hauptgleichung ergeben und von denen jede natürlich nur Geltung haben kann, wenn die Voraussetzungen, unter denen sie abgeleitet

1) W. Guertler, diese Zeitschr. **9**, 404, 1908.
2) E. Rudolfi, diese Zeitschr. **9**, 198, 1908.
3) W. Guertler, Stand der Forschung über die elektrische Leitfähigkeit der kristallisierten Metallegierungen. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **5**, 17, 1908.

1) R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung, S. 234, 1907.
2) W. Guertler, Zeitschr. für anorg. Chemie **54**, 58, 1907.
3) Zeitschr. für anorg. Chemie **54**, 59, 1907.

ist, auch wirklich erfüllt sind. Durch dieses, wie ich hervorheben möchte, neue Resultat wird die Arbeit von Herrn Guertler, „Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen betr., den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen I“ [1]) in ihrem Resultate, wonach die von Matthiessen gegebene Gesetzmäßigkeit „als die einzige allgemeingültige und exaktere“ angesehen ist, als verfehlt nachgewiesen. Daran ändert auch der Umstand nichts, daß Herr Guertler jetzt behauptet, daß im Rahmen seiner betreffenden Ausführungen allgemeingültig besagen soll: „über das ganze Konzentrationsdiagramm von 0—100 Prozent gültig“, obgleich dieser meiner Ansicht nach eine ziemlich willkürliche, aus dem Zusammenhang durchaus nicht zu entnehmende Interpretation des in seiner Bedeutung festgelegten Wortes „allgemein“ erfordert. Damit scheint der Punkt 4 der Erwiderung des Herrn Guertler erledigt.

Ferner hatte ich den Vorschlag des Herrn Guertler, die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit zur Ermittelung der Konstitution der Legierungen zu benutzen, besonders aus dem Grunde als bedenklich bezeichnet, weil dieser Temperaturkoeffizient, der nach der von Herrn Guertler adoptierten Formel stets positiv sein muß, erfahrungsgemäß auch negativ sein kann. Herr Guertler findet in diesem entgegengesetzten Vorzeichen nichts Störendes. Ich muß es den Fachgenossen überlassen, ob sie es für unbedenklich halten, weitgehende Schlüsse aus einer Größe zu ziehen, die das entgegengesetzte Vorzeichen haben kann, als wie sich aus der diesen Schlüssen zugrunde liegenden Formel berechnet. Hiermit ist auch Punkt 3 der Erwiderung des Herrn Guertler erledigt.

Als letzter Punkt bleibt Punkt 2 der Guertlerschen Erwiderung übrig. Ich habe im ersten Teile meiner Ausführungen dargelegt, daß die Gesetzmäßigkeiten, welche den Zusammenhang zwischen der Konstitution und der Leitfähigkeit der Metallegierungen zu beherrschen scheinen, schon im Jahre 1895 von Le Chatelier [2]) klar ausgesprochen sind. Herr Guertler stimmt jetzt in dieser Hinsicht mit mir so weit überein, daß er in dem oben erwähnten, am 24. März erschienenen Berichte [3]) schreibt:

a) Seite 41. „Für solche mischkristallfreie Legierungen gilt nun, wie schon Le Chatelier erkannte, das Gesetz, daß ihre Leitfähigkeit in erster Annäherung linear von der Konzentration abhängig ist“, und

1) Guertler, diese Zeitschr. 9, 29, 1908.
2) Le Chatelier, Revue générale des Sciences 6, 531, 1895; Contribution à l'étude des alliages, Paris 1901, S. 446.
3) Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik 5, 17, 1908.

b) Seite 46. „Für alle diese Legierungen [1]) gilt nun die Gesetzmäßigkeit, die Le Chatelier schon im Jahre 1895 — also lange bevor sich ein Beweis dafür erbringen ließ — im wesentlichen richtig vermutete. In allen diesen Legierungen tritt eine starke Erhöhung des Widerstands oder, was dasselbe ist, Erniedrigung der Leitfähigkeit ein.“ Man vergleiche damit, was Herr Guertler in seiner ersten Abhandlung [2]) über die Ausführungen von Le Chatelier sagt. In der Tat ist diese erste Darstellung des Herrn Guertler so gehalten, daß ein mit der einschlägigen Literatur nicht vertrauter Leser auf den Gedanken kommen kann, Herr Guertler habe die beiden Le Chatelierschen Regeln zuerst erkannt. Dafür bietet das Referat über diese Arbeit im chemischen Zentralblatt (1, 326, 1907), in den Beiblättern zu den Annalen der Physik (424, 1907) und in den Fortschritten der Physik im Jahre 1906 (1, 330—332) den Beleg.

Herr Guertler scheint jetzt zu seiner Rechtfertigung [3]) den Standpunkt zu vertreten, daß zu der Zeit, als Le Chatelier seine Regeln zum ersten Male aussprach, die Angelegenheit wegen der damals mangelhaften Kenntnisse über die Konstitution der Metallegierungen noch nicht spruchreif war. Er verschweigt dabei zunächst, daß Le Chatelier seine Ausführungen im Jahre 1901 wiederholte, als die Kenntnisse über die Konstitution der Metalllegierungen dank der durch das Le Chateliersche Thermoelement vereinfachten Temperaturmessung schon bedeutende Fortschritte gemacht hatte. Wir wollen aber trotzdem untersuchen, in welcher Weise Herr Guertler an der Hand der in den Jahren 1901—1906 exakt ausgearbeiteten Schmelzdiagramme die Ansichten von Le Chatelier einer Nachprüfung unterzogen hat und dabei zwei besonders charakteristische Fälle herausgreifen.

Zunächst ist Herrn Guertler beim System *Au—Sn* [4]) ein eigentümliches Mißgeschick passiert. Herrn Guertler ist es nämlich entgangen, daß Matthiessen, welcher das Leitfähigkeitsdiagramm dieses Systems ausgearbeitet hat, seine Konzentrationen in den alten Äquivalentprozenten ausdrückte, welche sich im vorliegenden und in vielen anderen Fällen von den heute benutzten Atomprozenten unterscheiden. Trotzdem kommt er beim Vergleich des Matthiessenschen Leitfähigkeitsdiagramms mit dem von R. Vogel [5]), unter

1) Mit vollständiger Mischbarkeit im kristallisierten Zustande.
2) Zeitschr. für anorg. Chemie 51, 399, 1906.
3) Ferner beansprucht Herr Guertler, daß ihm die Aufstellung des aus a) und b) (siehe oben) kombinierten Typus als Entdeckung angerechnet wird.
4) Zeitschr. für anorg. Chemie 51, 414, Fig. 13, 1906.
5) Zeitschr. für anorg. Chemie 46, 60, 1905.

Benutzung der neuen Atomgewichte ausgearbeiteten Schmelzdiagramme zu folgendem Resultate: „Die Übereinstimmung zwischen der Konstitution und der elektrischen Leitfähigkeit dürfte sich bei sinnentsprechender Vervollständigung der Versuche als eine ausgezeichnete erweisen.“ Als Herr Guertler darauf von Vogel auf seinen Rechenfehler hingewiesen wird, bereitet es ihm auch jetzt keine Schwierigkeit, die Aussagen des Schmelzdiagramms mit dementsprechend umgearbeitetem Leitfähigkeitsdiagrammen in Einklang zu bringen.[1])

Fast in noch bedenklicherem Licht erscheint das Verfahren von Herrn Guertler beim System *Cu—Sb*.[2]) Wir verdanken die Ausarbeitung des Leitfähigkeitsdiagramms Kamensky[3]), welcher auf Grund seiner Versuche eine Kurve konstruierte, die bei der Konzentration $SbCu_2$ eine nach oben, bei der Konzentration $SbCu_4$ eine nach unten gerichtete Spitze aufweist. Er schließt daher auf die Existenz zweier Legierungen „von wohldefinierter Zusammensetzung“ mit den resp. Formeln $SbCu_2$ und $SbCu_4$. Baikow[4]) hat auf Grund seines Schmelzdiagramms auf die Existenz der Verbindungen von den resp. Formeln $SbCu_2$ und $SbCu_3$ geschlossen. Es besteht also zwischen den nach den beiden verschiedenen Methoden erhaltenen Resultaten eine Unstimmigkeit. Hören wir nun wie Herr Guertler[5]) über diesen Fall sagt: „Die elektrische Leitfähigkeitskurve hat Kamensky mit Hilfe der Induktionswage festgestellt. Beide Methoden ergeben in Übereinstimmung die beiden Formeln $SbCu_3$ und $SbCu_2$, ferner das Vorhandensein von Mischkristallen nur an der Seite des reinen Kupfers, nicht aber an der des Antimons.“

Herr Guertler deutet danach nicht einmal an, daß Kamensky selbst auf Grund seiner Versuche auf eine Verbindung von der Formel $SbCu_4$ an Stelle von $SbCu_3$ geschlossen hat.

Ich muß es dem Urteil des Lesers überlassen, ob er nach diesen beiden Proben die Ausführungen des Herrn Guertler für vertrauenswürdig hält. Meiner Ansicht nach muß in den beiden obigen Fällen die Art und Weise, wie Herr Guertler das vorhandene experimentelle Material verarbeitet, mindestens als leichtfertig bezeichnet werden. Herr Guertler sucht die Sache allerdings so darzustellen, als ob derartige Ausstellungen sich auf Einzelheiten von untergeordneter Bedeutung bezögen und beschuldigt denjenigen, der sie macht, eines „Mangels an Logik oder Objektivität“. Wenn Herr Guertler die oben erwähnten Gesetzmäßigkeiten zuerst ausgesprochen hätte, könnte man ihm vielleicht recht geben. Das ist jedoch, wie erwähnt, nicht der Fall, vielmehr war die einzige Aufgabe, die Herrn Guertler übrig blieb, die, die Le Chatelierschen Regeln an der Hand des inzwischen angewachsenen Tatsachenmaterials einer Nachprüfung zu unterziehen. In solchen Fällen muß man aber von dem betreffenden Nachprüfer in erster Linie Zuverlässigkeit und Gewissenhaftigkeit verlangen.

Auf einen gegen meine Person gerichteten Angriff des Herrn Guertler gehe ich nicht ein. Ich halte dieses schon aus dem Grunde für unnötig, weil durch obige Auseinandersetzungen die Art und Weise, wie Herr Guertler gegen seine Arbeiten erhobene sachliche Einwendungen zu entkräften sucht, genügend gekennzeichnet erscheint.

Gießen, den 6. Juli 1908.

(Eingegangen 7. Juli 1908.)

1) Zeitschr. für anorg. Chemie 54, 88, Fig. 13, 1907.
2) Zeitschr. für anorg. Chemie 51, 418, 1906.
3) Kamensky, Phil. Mag. (5) 17, 270, 1884.
4) Landolt-Börnsteins Phys.-chem. Tabellen, 3. Aufl. S. 300, 1905.
5) Zeitschr. für anorg. Chemie 51, 420, 1906.

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Stetigkeit der Entwicklung der physikalischen Kenntnisse.[1])

Von E. Gerland.

Wenn man gebildete Laien über die Art fragt, wie sich unsere physikalischen Kenntnisse entwickelt haben mögen, so wird man in der Regel die Antwort erhalten, der oder jener Forscher habe dieses oder jenes Gesetz gefunden, jene Hypothese aufgestellt, jenen Apparat erdacht. Vielleicht erfahren wir, daß Galilei es gewesen sei, dessen kühne Forschung die Nacht des Mittelalters mit Strahlen jenes Lichtes von neuem erhellt habe, das einst Aristoteles und Archimedes in die Welt brachten, wir vernehmen, daß Newtons Gravitationsgesetz aufgedeckt habe, was die Welt im Innersten zusammenhält, daß so wichtige Apparate, wie die Luftpumpe und die Dampfmaschine von Otto von Guericke und Denis Papin erfunden seien. Aber von der Art, wie diese Forscher zu ihren Ergebnissen gekommen sind, werden wir schwerlich etwas hören. Im Grunde kann uns dies nicht verwundern; denn

1) Vortrag, gehalten auf dem internationalen Kongreß für historische Wissenschaften vom 6.—12. August 1908 zu Berlin.

die Lehrbücher, aus denen unsere Gewährsmänner ihre physikalischen Kenntnisse schöpften, fassen naturgemäß nur den Inhalt der physikalischen Lehren ins Auge; wie sich dieselben entwickelten, hat für sie, wenn überhaupt, dann doch nur in zweiter Linie Bedeutung. Die Teilnahme an der Geschichte der Physik ist aber neuerdings eine immer regere geworden, wie sie an der Geschichte verwandter Wissenschaften, der Chemie, der Mathematik oder der Heilkunde es längst war, obwohl jene bereits seit Priestley über ausführliche Darstellungen der Geschichte einzelner physikalischer Lehren verfügte, obwohl Joh. Karl Fischer bereits im Anfange des vorigen Jahrhunderts die erste umfassende Geschichte der Physik herausgegeben hatte.

Als man sich dann darauf besann, daß auch ihr das Kennzeichen aller Historie, die Stetigkeit des Fortschreitens innewohnen müsse, ergab sich das Unzureichende der geschilderten Anschauungen. Fand man doch, daß sie noch Lücken genug in unsern Kenntnissen klaffen ließ, und es galt nun, diese vor allen Dingen auszufüllen. Das aber war auf zweierlei Weise möglich. Entweder machte man sich mit dem Inhalt neu aufgefundener Urkunden bekannt und ergänzte aus ihnen bereits vorhandenes Wissen, oder man beschäftigte sich eingehender mit längst zugänglichen und deutete schon öfters Gelesenes in mehr angemessener Weise. Es sei erlaubt, für beide Verfahrungsweisen einige Beispiele anzuführen, die zu zeigen geeignet sind, wie Zweifel gehoben, Dunkelheiten aufgehellt werden konnten.

Es ist noch nicht allzulange her, daß Forscher, wie Maxwell[1]), Buttmann[2]) u. a. dem Altertum das Verdienst zuerkannten, an der Feuerspritze den Windkessel angebracht zu haben, obwohl die Beschreibung des Apparates, die Vitruv gibt, nicht ohne Zwang in solcher Weise zu deuten ist. Eine gelegentliche Bemerkung in einem Briefe Leibnizens an Papin[3]) und eine von Magirus[4]) aufgefundene Ankündigung der neuen Maschine vom Jahre 1665 ergaben aber als denjenigen, der diese wichtige Verbesserung an dem nützlichen Apparat anbrachte, den Nürnberger Zirkelschmidt Hans Hautsch und als Jahr der Erfindung 1654. Die Beschreibung einer antiken bei Civita vecchia ausgegrabenen Pumpe, die man Visconti[5]) verdankt, erlaubte die vielfach dunkle Beschreibung des Vitruv verständlich zu machen und den Beweis zu führen, daß man noch zu Zeiten des Antoninus Pius Feuerspritzen mit Windkessel nicht kannte.

1) Handbook to the Special Loan Collection of Scientific Apparatus 1876. London 1876, S. 87.

2) Buttmann, Abh. d. hist.-philol. Klasse der Akad. d. Wissenschaften in Berlin. 1804—1811, S. 133.

3) Gerland, Leibnizens und Huygens Briefwechsel mit Papin. Berlin 1881, S. 373.

4) Magirus, Das Feuerlöschwesen in allen seinen Teilen. Ulm 1877, S. 451.

5) Visconti, Giornale de la Letteratura Italiana. Mantova 1795, V. S. 303.

Den Plan, die Spannkraft der Verbrennungsgase in der Huygensschen Pulvermaschine, der ersten atmosphärischen Maschine, durch die des Wasserdampfes zu ersetzen, hat man bis in die neueste Zeit als von Papin ausgehend angenommen.[1]) Die nachgelassenen Schriften von Huygens, deren ersten zehn Bände der Forschung jetzt zugänglich gemacht worden sind, lassen dagegen erkennen, daß dieses Verdienst dem großen Holländer zukommt.[2]) Führt er doch unter den Aufgaben, die der Pariser Akademie der Wissenschaften, zu deren ersten Mitgliedern er gehörte, zur Bearbeitung vorgelegt werden sollten, an: „Examiner la force de la poudre à canon en l'enfermant en petite quantitè dans une boiste de fer ou de cuivre fort espoisse" und „Examiner de mesme facon la force de l'eau rarefiè par le feu".

Man hat lange geglaubt, der Vorschlag, den Siedepunkt des Wassers als einen der festen Punkte des Thermometers zu nehmen, rühre von Renaldini her, der ihn 1694 gemacht habe[3]), bis man die folgende Stelle fand in einem Briefe, den Huygens[4]) am 2. Januar 1665 an Moray geschrieben hat. „Il seroit bon", heißt es darin, „de songer a une mesure universelle et determinee du froid et du chaud; en faisant premierement que la capacitè de la boule eut une certaine proportion a celle du tuyau, et puis prenant pour commencement le degrè de chaud de l'eau bouillante, a fin que sans envoier de thermometres l'on peut se communiquer les degrez du chaud et du froid, qu'on auroit trouué dans les experiences et les consigner a la posteritè". Moray war Mitglied der Royal Society; indem Huygens ihm die Mitteilung machte, offenbar zu dem Zweck, sie jener Gesellschaft vorzulegen, übergab er sie in einer der zu seiner Zeit üblichen Form der Öffentlichkeit und hat also wohlbegründeten Anspruch auf die Priorität jenes Vorschlags.

Daß der englische Hydrographer Robert Norman die Beobachtung der Inklination der Magnetnadel als der erste in seiner 1581 erschienenen Schrift „The newe Attractive" öffentlich bekannt gemacht hat, hat ihm den Ruhm der Entdeckung dieser Tatsache einge-

1) Gerland und Traumüller, Geschichte der physikalischen Experimentierkunst. Leipzig 1899, S. 228.

2) Huygens, Oeuvres complètes, T. VI. La Haye 1895, S. 95.

3) Poggendorff, Geschichte der Physik. Leipzig 1879, S. 385.

4) Huygens, Oeuvres complètes, T. V. La Haye 1893, S. 188.

tragen. Als aber im vorigen Jahrhundert der am 4. März 1544 an den Herzog Albrecht von Preußen von dem Nürnberger Vikar und Mechaniker Georg Hartmann gerichtete Brief zum Vorschein kam und 1831 von Voigt in den Druck gegeben wurde, fand man darin bereits die Beobachtung der Neigung der Nadel. Wenn nun auch Norman der Ruhm seiner Entdeckung blieb, und der größere ihm zuge-sprochen werden mußte, daß er zuerst den vahren Wert des Inklinationswinkels zu bestimmen gelehrt hatte, so mußte doch nunmehr der ler ersten Entdeckung Hartmann zuerkannt verden.

So konnte die Auffindung neuer Quellen ıanche früher als zutreffend angenommene Anschauung berichtigen, in höherem Maße leistete ies das eingehende Studium längst bekannter, ɔer keineswegs genügend benutzter. In seiner ɔen in deutscher Übersetzung erschienenen efflichen Schilderung der modernen Physik nnt L. Poincaré[1]) Gay Lussac folgend harles als den Entdecker jenes berühmten setzes, wonach die Volumina der Gase bei nstantem Druck sich wie ihre absoluten Temraturen verhalten. Und doch ist diese Entckung 100 Jahre vor Charles gemacht und det sich zuerst mitgeteilt in einer Arbeit nontons', die in der Histoire de l'Académie yale des Sciences von 1702 abgedruckt wor-ı ist. Dort spricht sich der Pariser Akaniker dahin aus[2]), „que de masses inégales ir chargées de poids égaux augmentoient ılement la force de leur ressort par des dez de chaleur égaux". Was er aber unter rmegrad verstanden wissen will, erklärt er der Histoire von 1703[3]). „Les degrés de leur c'est à dire la quantité des pouces et lignes en hauteur de Mercure que la chafait soutenir au ressort de l'air; d'où il ɔît que l'extrême froid de ce Thermometre it celui qui réduiroit l'air à ne soûtenir au-: charge par son ressort, cequi seroit un ré de froid beaucoup plus considerable que i que nous tenons pour tres-froid", so daß hier auch zum ersten Male den Begriff des luten Nullpunktes der Temperatur festge-: sehen. Beachtung fand Amontons' Arim vorvorigen Jahrhundert wohl nicht, weil sie nicht verstand, im vorigen, weil sie essen war. Nur der Baurat Friedrichs Großen, Lambert[4]), der in seiner Pyroie 1779 selbständig zu jenem Begriffe kam, e sie nach ihrer Bedeutung voll zu würdigen. Es könne, sagt er, Amontons sich auf seine Arbeit recht viel zugute halten, die vielleicht deswegen, weil sie zu schön und sehr wahr sei, Ungläubige vor sich gefunden habe. „In der absoluten Kälte", so lautet seine Definition des absoluten Nullpunktes, „fällt die Luft so dicht zusammen, bis sich ihre Teilchen durchaus berühren, oder bis sie, so zu reden, wasserdicht wird". Ist hier nicht die nämliche Anschauung ausgesprochen, von der neuerdings van der Waals bei der allgemeineren Fassung des Boyleschen Gesetzes ausging?

Aber das Boylesche Gesetz selbst! Wie lange ist es her, daß man es nach seinem Urheber nennt! Bis dahin ging es unter dem Namen des Mariotteschen, und wenn man auch annehmen muß, daß es Mariotte selbständig fand, so hat er es doch viel später veröffentlicht[1]), wie der große englische Chemiker, nach welchem es demnach mit größerem Rechte benannt wird. Indessen wird es diesem auch von anderer Seite streitig gemacht. Nicht er, so liest man in den auf die Geschichte der Physik eingehenden Werken, sondern sein Schüler Townley habe nach des Lehrers eigenem Geständnis dem Gesetz die Fassung gegeben, unter der wir es jetzt kennen. Sieht man aber die Stelle in Boyles[2]) „Defense of the doctrine touching spring and weight of the air" genauer an, so folgt daraus nur, daß Townley die Absicht gehabt hat, die Versuche Boyles auch auf verdünnte Luft auszudehnen und daß die höfliche und anerkennende Art, mit der sich dieser über jenen ausspricht, Ursache des Mißverständnisses geworden ist.

Ich habe geglaubt, mir diese Abschweifung von meinem eigentlichen Thema erlauben zu sollen, um darauf hinzuweisen, wie die erneute Durchsicht auch der oft benutzten Werke älterer Schriftsteller immer noch zu neuen Ergebnissen führen kann. Dafür aber liegen auch andere Beispiele von größter Bedeutung vor. Konnten doch aus Keplers Schriften Günther[3]), Laßwitz[4]) u. a. zeigen, wie nahe der Entdecker der elliptischen Planetenbahnen der Aufstellung des Gravitationsgesetzes gekommen war, indem er annahm, daß die Schwere proportional den Stoffmengen der aufeinander wirkenden Massenteilchen sei. Aber er ließ sie nach Art zweier Magneten aufeinander wirken. „Diese Frag' erörtere ich", sagt er[5]), „mit dem Exempel zweier ungleicher Magneten; man lege sie in kleine gleiche Schifflein, lasse sie in einem

Poincaré, Die moderne Physik. Deutsch von Brahn. ; 1908, S. 4.
Histoire de l'Académie Royale des Sciences. Anno 1703. 705, S. 156.
Ebenda S. 52.
Lambert, Pyrometrie. Berlin 1779, S. 29.

1) Mariotte, Essai sur la nature de l'air. Paris 1676.
2) Boyle. London 1662. In der lateinischen Amsterdamer Ausgabe von 1669, S. 104.
3) Günther, Kepler und der tellurisch-kosmische Magnetismus.
4) Laßwitz, Geschichte der Atomistik, Bd. II. Hamburg und Leipzig 1890, S. 547, Note.
5) Kepleri opera omnia Ed. Frisch, Bd. VII, S. 749.

weiten Geschirr umherschwimmen, sie werden einander entgegenschiffen, der schwächere wird viel, der stärkere wenig fürsetzen." Indem er dann mit Gilbert annimmt, daß von diesen Magneten Ausflüsse ausgehen, welche wie Fasern angreifen, daß aber solche auch von der Sonne ihren Ursprung nehmen, welche in der Ebene der Erdbahn wirken, so entschied er sich nicht für eine umgekehrt dem Quadrate der Entfernung wirkende Kraft, sondern für ein anderes ihre Wirkung regelndes Gesetz, obgleich er das Licht, dessen Abnahme mit dem Quadrat der Entfernung ihm wohl bekannt war, ebenfalls für einen solchen Ausfluß hielt, und überließ es damit Newton, durch Ausdehnung dieser Kraftwirkung auf den Raum das Gravitationsgesetz aufzustellen.

Es liegt in der Natur der Sache, daß sich die Lücken unserer geschichtlich-physikalischen Kenntnisse um so sicherer ausfüllen lassen, je näher sie der neueren Zeit liegen, für je mehr dazu geeignetes Material der Buchdruck gesorgt hat. Für die dunkeln Zeiten des Altertums und des Mittelalters hängt es von dem meist nur zufälligen Funde noch unbekannter Handschriften und deren Benutzung ab, ob bisher für richtig gehaltene Anschauungen durch andere ersetzt werden müssen. Deshalb pflegen solche Funde von der größten Wichtigkeit zu sein und haben u. a. dazu geführt, an die Stelle des gewohnten Bildes des bisher in einsamer, unvorbereiteter Größe thronenden Forschers, der an der Grenze der modernen Zeit steht, des Bildes der Leistungen Galileis ein wesentlich anderes zu setzen. Bleibt ihm auch der Ruhm, der Scholastik siegreich entgegengetreten zu sein und für seine Überzeugung gelitten zu haben, so haben doch Wohlwill[1]), v. Gebler[2]), Favaro[3]) u. a. nachgewiesen, daß er im Widerspruch mit der Überlieferung die Lehre von der Bewegung der Erde widerrufen hat, konnte der Erstgenannte zeigen, daß er keineswegs, wie Viviani glauben machen will, bereits als junger Professor in Pisa der herrschenden Lehre den Krieg erklärt habe.[4]) Namentlich aber gelang es nachzuweisen, daß sich Galilei auf Vorgänger stützen konnte. Damit hat sich das prophetische Wort Dührings[5]), daß man ganz gewiß nicht die neue Gattung des Wissens, als deren Vertreter zuerst Galilei auftritt, einem einzelnen Manne zu verdanken habe, bewahrheitet. Schon Leonardo da Vinci hat eine

1) Wohlwill, Der Inquisitionsprozeß des Galileo Galilei. Berlin 1870.
2) v. Gebler, Die Akten des Galileischen Prozesses. Stuttgart 1877.
3) Favaro, Il Processo di Galileo. Firenze 1902.
4) Wohlwill, Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften. 1905, IV. Jahrg., S. 230.
5) Dühring, Kritische Geschichte der Mechanik, 3. Aufl. Leipzig 1887, S. 11.

Reihe der mechanischen Probleme in ähnlicher Weise behandelt, wie später Galilei, und es ist im Gegensatz zu früheren Ansichten erwiesen, daß diesem die Manuskripte des großen Künstlers zugänglich gewesen sind. Aber auch Leonardo bildete zum Teil Ideen weiter aus, die ihm bereits überliefert worden waren.

So hat Wohlwill[1]) zeigen können, daß die früheste Zurückweisung der aristotelischen Lehre Erhaltung der Bewegung durch die Vermittlung der mitbewegten Luft nicht bei Galilei oder Leonardo, sondern bereits bei Johannes Philoponus, auch Grammaticus genannt, im Anfange des 6. Jahrhunderts gefunden wird. „Ich aber behaupte", entgegnet der Alexandriner nach Wohlwills Übersetzung dem Aristoteles, „daß wie du, der den Stoß der Luft als Ursache der naturwidrigen Bewegung bezeichnet, sagst, daß der bewegte Körper so lange bewegt wird, bis die der Luft von dem ursprünglich Stoßenden eingegebene bewegende Kraft vernichtet ist, daß so offenbar auch, wenn etwas im Leeren naturwidrig bewegt würde, es so lange bewegt wird, bis die ihm von dem ursprünglich Stoßenden eingegebene bewegende Kraft völlig schwach geworden ist". Nicht bei Galilei, sondern bei Philoponus ist deshalb der Ausgangspunkt der Folgerungen zu suchen, die zum Beharrungsgesetz führten, wie es Galileis beide Schüler Cavalieri in seinem 1632 erschienenen „Lo specchio ustorio une", noch schärfer Baliani in einem am 19. August 1639 an den Meister gerichteten Brief aussprach, indem er nach Wohlwills Übersetzung[2]) sagte, „daß ein jeder Geschwindigkeitsgrad dem bewegten Körper von Natur eingeprägt ist". Von Newton ist also das Beharrungsgesetz keineswegs zuerst aufgestellt, so häufig auch man dies zu lesen bekommt.

Auch den Begriff des Momentes hat Galilei nicht als erster entwickelt, er hat ihn, wenn auch noch nicht in voller Durchbildung, doch in genügender Deutlichkeit vorgefunden. Er stammt nach Duhem[3]) aus dem 13. Jahrhundert und rührt wahrscheinlich von Jordanus Nemorarius her. Wahrscheinlich! Denn in den uns erhaltenen Manuskripten der diesem Forscher zugeschriebenen Schrift „De ponderositate" sind bei Jordanus vorkommende Fehler verbessert, sind seine Ideen verallgemeinert; deshalb möchte sie Duhem einem jüngeren Forscher zuschreiben, dessen Namen uns freilich nicht bekannt sei, und den er deshalb nur als Vorgänger Leonardos aufführt. Rührt nun auch die erste Konzeption des Begriffs des

1) Wohlwill, diese Zeitschrift 7, 25, 1906.
2) Wohlwill, Zeitschrift für Völkerpsychologie und Sprachwissenschaft, Bd. XV, S. 134 und 351.
3) Duhem, Les origines de la Statique. Paris 1905, S. 134.

Momentes nicht von Galilei her, so gehört ihm dessen Bezeichnung. Nemorarius nennt ihn „gravitas secundum situs".

Es wird wohl kaum der Rechtfertigung bedürfen, wenn ich auf Beispiele aus der neueren Zeit nicht näher eingehe, so verlockend dies namentlich auf elektrischem Gebiete sein würde. Man denke an die Erfindung der Elektrisiermaschine, der Verstärkungsflasche, die 1745 zuerst durch den Hofgerichtspräsidenten von Kleist angegeben, von Krüger bereits 1746 in seiner „Geschichte der Erde" durch den Druck bekannt gemacht worden war, und doch auf Grund der 1751 erfolgten Mitteilung des Versuchs von Cunaeus und Musschenbroek an die Pariser Akademie durch Nollet die Leidner Flasche genannt wurde[1]), der Arbeiten Ritters über Elektrolyse, auf die Ostwald neuerdings wieder hingewiesen hat, um nur einiges anzuführen.[2])

Dagegen sei es gestattet darauf aufmerksam u machen, daß auch in den übrigen Naturrissenschaften die nämliche Stetigkeit in der intwicklung auftritt, wie in der Geschichte der hysik. Wer wäre nicht der Ansicht, daß das exualsystem, welches zuerst eine genaue Ein:ilung der Pflanzen ermöglichte, von Linné id nur von Linné aufgestellt sei. Und doch elehrt uns die Festschrift, die Junk[3]) zum o. Geburtstage des berühmten Schweden, größten Naturforscher aller Zeiten" wie ihn eunis[4]) nennt, herausgab, daß bereits vor ihm aillant die Aufmerksamkeit der Botaniker f die Geschlechtsorgane der Pflanzen als undlage ihrer Einteilung gelenkt und dadurch Linné den Vorsatz erweckt hatte, nach m Muster des von seinem Freund Artedi rctaedius) aufgestellten ichthyologischen stems ein ebensolches allgemeines, welches ch die Pflanzenwelt umfassen sollte, auszu)eiten. Und soll ich hier noch des Anteils denken, den Charles Darwins Großvater, asmus Darwin, dann aber auch Goethe 1 Lamarck an der Entwicklung der Evoionstheorie des Enkels genommen haben? ch den ausführlichen Darlegungen von May fte dies wohl nicht mehr nötig sein.[5])

Nun aber befinden sich in der stetigen Entklung der Physik Lücken, die sich über rhunderte erstrecken, ohne daß geschriebene r gedruckte Urkunden zu ihrer Ausfüllung zur Verfügung ständen. Es ist bezeichnend, wir solchen Lücken namentlich bei der Betrachtung der Apparate begegnen, die handwerksmäßig dargestellt werden konnten. Das aber legt die Vermutung nahe, daß hier keine Urkunden fehlen, sondern daß die vorhandenen nur anderer Art sind als die, welche uns gewöhnlich entgegentreten. Es sind die Apparate selbst, welche für die im Laufe der Zeiten an ihnen angebrachten Verbesserungen Zeugnis ablegen! Ihre Verfertiger, intelligente Arbeiter, die der Schöpfer der wissenschaftlichen Maschinenlehre Redtenbacher vor andern zu Erfindungen befähigt hielt, brachten Verbesserungen oft in unscheinbarer Art an ihren Arbeiten an, bis deren Anhäufung mit der Zeit einen wesentlich neuen Apparat lieferte. Nur in seltenen Fällen griffen sie auch gelegentlich zur Feder, wie der Uhrmacher des Landgrafen Wilhelms IV. von Hessen-Kassel, Jost Burgi, die beiden römischen Mechaniker Campani, die Inhaber mechanischer Werkstätten in Nürnberg, Regiomontan, Werner, Hartmann, Prätorius u. a. Der bei weitem größte Teil dieser Männer von der Feile und der Drehbank aber hinterließ uns die Früchte seiner geistigen Arbeit eben nur in dem Werk seiner Hände, und oft genug sind wir deshalb nicht in der Lage, die Namen derer festzustellen, denen auch die Wissenschaft zu Danke verpflichtet ist.

Gibt man zu, wie es in der Natur der Sache wohl begründet ist, daß je einfacher ein viel gebrauchter, also handwerksmäßig hergestellter Apparat ist, ein um so höheres Alter ihm zugeschrieben werden muß, dann wird man hinsichtlich der im 13. oder 14. Jahrhundert in Gebrauch genommenen Räderuhren mit Horizontalpendel der Ansicht Berthouds zustimmen, daß sie nicht die Erfindung eines Einzigen sein können, sondern daß sie ein Ergebnis mehrerer vorhergehender geringerer Erfindungen seien, die zum Teil wenigstens sehr alten Zeiten angehören mögen. In der Tat ist die Übertragung des Antriebes durch das Gewicht mittelst der Hemmung auf das Horizontalpendel der alten Turm- oder Tafeluhren eine überaus schöne Erfindung, zu deren voller Bewunderung wir nur deshalb nicht kommen, weil sie uns zu alltäglich geworden ist. Ihr gegenüber würde Huygens' Ersetzung des Horizontalpendels durch das isochron schwingende senkrechte, weil zu naheliegend, wenig verdienstlich erscheinen, wenn nicht erfahrungsgemäß das Nächstliegende das am schwersten Aufzufindende wäre. Es müßte Befremden erregen, wenn der Entdecker des Isochronismus der Pendelschwingungen, wenn Galilei nicht auch eine Pendeluhr angegeben hätte, da er ja doch das Pendel zu astronomischen Zeitbestimmungen benutzte. Ich glaube nachgewiesen zu haben[1]), daß der

1) Feldhaus, Die Erfindung der elektrischen Verstär-sflasche. Heidelberg 1903.
2) Ostwald, Elektrochemie. Leipzig 1906, S. 111 ff.
3) W. Junk, Carl von Linné, Festschrift. Leipzig 1908, S. 4.
4) J. Leunis, Synopsis der Pflanzenkunde, 2. Aufl., 1. Abt. iover 1877, S. XLI.
5) Am 7. Aug. hatte Prof. May aus Tübingen über „Lak und Darwin" gesprochen.

1) Gerland, Bibliotheca mathematica 1904, III. Folge, 5. Bd., S. 234.

Apparat, den der erblindete Greis seinem Sohne Vincentio und seinem Schüler Viviani diktierte, wirklich eine Pendeluhr war, wenn man ihn auch immer wieder als Zählwerk deutete. Daß die Erfindung Galileis niemals zur Anwendung kam, während die von Huygens sich bald an allen vorhandenen Uhren vorfand, erklärt sich auf das vollständigste durch den Umstand, daß Galilei das Uhrwerk am Pendel, Huygens das Pendel am Uhrwerk anbrachte.

Auf die Frage, wo die Uhrmacher lebten, welche die Uhr mit Horizontalpendel bereits auf den hohen Grad der Vollkommenheit brachten, auf dem sie Huygens fand, muß ich freilich die Antwort schuldig bleiben. Die spärlichen Nachrichten weisen auf Italien, die Schweiz und Deutschland hin. Für Italien spricht der Umstand, daß schon Dante eine solche Uhr erwähnt, für die Schweiz, daß die 1348 in Dover Castle aufgestellte Turmuhr, die sich noch im Kensington-Museum befindet, schweizer Fabrikat war — auch war Burgi ein Schweizer —, für Deutschland, daß als Erfinder solcher Uhren lange Zeit der Deutsche Heinrich von Wiek (De Vico) galt, von welchem freilich nur feststeht, daß er dem Könige Karl V. von Frankreich eine Räderuhr aufstellte. Wahrscheinlich wurden sie in allen drei Ländern verfertigt.

Turm- und Tafeluhren waren dem wachsenden Bedürfnis nach einigermaßen genauer Zeitbestimmung entgegengekommen, sie hatten das weitere nach Taschenuhren gesteigert. Solche besaß man freilich nachweislich bereits seit der Mitte des 15. Jahrhunderts[1]), aber es waren kleine Sonnenuhren, deren Brauchbarkeit demnach vom Wetter abhing. So war es denn ein wesentlicher Fortschritt, als in der ersten Hälfte des 16. Jahrhunderts der Nürnberger Uhrmacher und Schlosser Peter Henlein (fälschlich Hele genannt) mit dem ersten Nürnberger Ei hervortrat, als dessen Kraftquelle er eine gespannte Feder benutzt haben soll, und das Denkmal, welches man ihm vor kurzem in seiner Vaterstadt gesetzt hat, hat er wohlverdient. Dagegen sind jene Sonnenuhren für die Geschichte des Kompasses von größter Wichtigkeit geworden. Denn mit Hilfe einer Kompaßnadel mußten sie in den Meridian gestellt werden, eine Notwendigkeit, die ihnen den Namen der „Sonnenkompasse" eingetragen hat. Die Benutzung der Magnetnadel zur Bestimmung der Himmelsgegenden geht wahrscheinlich in frühe Zeiten zurück. Den wertvollen Arbeiten Wiedemanns und Hellmanns zufolge treten aber sichere Nachrichten über diese Anwendung erst im 12. Jahrhundert auf. Ihnen folgt eine Lücke in der Überlieferung von etwa 300 Jahren, die erst 1540 durch die Chorographie des Joachim von Lauchen mit dem Beinamen des Rheticus und den bereits erwähnten 1544 geschriebenen Brief Hartmanns an den Herzog von Preußen geschlossen ist. Sind auch beide Schriften erst im vorigen Jahrhundert gedruckt worden, so klären sie uns doch über den Standpunkt der Kenntnisse, die man damals in Deutschland von den Eigenschaften der Magnetnadel hatte, auf.

Während die älteren Beschreibungen des Kompasses nur das Magnetisieren der Nadel durch Berühren, mit oder durch regelloses Wetzen an dem Magnetstein, oder durch dessen Hin- und Herbewegen in der Nähe der meist schwimmenden Nadel kennen, so wird nunmehr die Magnetisierungsmethode des einfachen Striches und die Aufhängung der Nadel mit Hütchen und Spitze beschrieben. Da sich dabei der Rheticus auf die Sonnenkompasse beruft, deren Verfertigung in den Sitzen des Kunstgewerbes der damaligen Zeit, in Nürnberg, Augsburg usw. von der Zunft der Kompaßmacher betrieben wurde, so müssen diese kleinen Instrumentchen als die Urkunden angesprochen werden, die geeignet sind, die 300-jährige Lücke auszufüllen. Den Kompaßmachern verdankt man also jene verbesserte Methode der Magnetisierung und die zweckmäßigere Art der Aufhängung. Die Sonnenkompasse lehren uns aber mehr! Nach Hellmann unterschied man zwischen den flandrischen und den genueser Bussolen; bei diesen wurde die Nadel auf die Nordsüdlinie, bei jenen auf eine Linie, deren Nordhälfte vom Meridian um 11^0 nach Osten abwich, eingestellt. Da nun in jener Zeit die Deklination oder Mißweisung der Magnetnadel in Genua 0^0, in Flandern aber nachweislich $11^1/_4{}^0$ östlich betrug, so haben flandrische Seeleute sie lange vor Columbus entdeckt. Bei dem regen Handelsverkehr zwischen Nürnberg und den Niederlanden wird sie dann den Kompaßmachern bekannt geworden sein. Daß sie in Nürnberg einen anderen Wert hatte, entging ihnen freilich, woraus den wissenschaftlich nicht geschulten Handwerkern ein Vorwurf schwerlich gemacht werden kann. Wie bedeutend der Fortschritt war, den man ihnen und den Seeleuten verdankte, ergibt sich daraus, daß Gilbert erst 1600 wohl selbständig auf die Methode der Magnetisierung der Nadel durch den einfachen Strich kam[1]), während er und Norman ihre Nadeln noch mittelst der erwähnten früher angewendeten Methoden magnetisierten. Die Arbeiten jener Handwerker lassen also auch die Entwicklung des Kompasses, indem sie jene 300jährige Lücke ausfüllen, als stetig erscheinen.

1) Hellmann, Meteorologische Zeitschrift 1900, Bd. 23, S. 146.

1) Gilbert, De Magnete. Londini 1600. Lib. III. Cap. 17, S. 150.



Wenn man von den Verdiensten der Handwerker um den Fortschritt der Physik spricht, so wird jedem auch sofort die Erfindung des Fernrohres durch holländische Brillenmacher einfallen. Der Zufall sollte dabei seine Hand im Spiele gehabt kaben, aber jeder weiß auch, daß die Erfindungsgeschichte aus einer Reihe schlecht beglaubigter und nicht immer miteinander in Einklang zu bringender Anekdoten besteht. Meist gilt der Middelburger Brillenmacher Zacharias Janssen als Erfinder des Instrumentes, der 1590 bald das Mikroskop, bald das Fernrohr erfunden haben soll. In lie herrschende Verwirrung scheint nun eine Tagebuchnotiz Beeckmanns, die in neuester Zeit de Waard[1]) mitgeteilt hat, Klarheit zu schaffen geeignet zu sein. Beeckmann, der Freund des Des Cartes, war ein geborener Midlelburger und starb 1637 als Rektor der lateinichen Schule in Dordrecht. Da er sich für die lerstellung von Fernrohren sehr interessierte, atte er sich wohl seit 1622 von Zacharias anssens Sohn, Johannes Zachariassen, er damals bereits die väterliche Werkstatt bernommen hatte, Linsen schleifen lassen, und ar dadurch mit ihm genauer bekannt geworen. Im Juni des Jahres 1634 schrieb er nun sein Tagebuch, dessen Veröffentlichung bersteht[2]): „Johannes Sacharias sagt, daß sein ater das erste Fernrohr hierzulande im hre 1604 nach dem eines Italieners machte, rauf stand 1590". Dadurch erhielt die Jahreshl 1590 eine bestimmtere Bedeutung wie bisr, denn die Angabe, daß Janssen damals s Mikroskop erfunden habe, war nur ein Nothelf, da es feststand, daß er so früh Fernre noch nicht gebaut hatte. Daß man aber on um 1590 in Italien Fernrohre haben nnte, wird durch die briefliche Mitteilung Florentiner Philosophen und Astronomen ffael Gualterotti wohl gestützt, der 1610 h Kenntnisnahme des Nuncius Sidereus an sen Verfasser schrieb, daß er bereits 1598 Fernrohr nach Angabe eines italienischen egsmannes zusammengestellt habe. Da wir wissen, daß in damaliger Zeit italienische egsleute und Glasarbeiter öfters nach Middelg kamen, so hat die Notiz Beeckmanns its Unwahrscheinliches. Unter den italienien Optikern der letzten Hälfte des 16. Jahrderts müßte man also den Erfinder des nrohres suchen, und so wäre auch hier die ke in unserer Kenntnis dadurch entstanden, die Handwerker eben nur ihre Werke für reden ließen. Auffallend, wenn auch nicht unerklärlich, erscheint es freilich, daß Galilei, der sich doch sogleich für die holländische Erfindung sehr interessierte, von der italienischen erst soviel später etwas erfahren zu haben scheint.

1) De Waard, De Uitvinding der Verrekykers. Rotter- 1906.
2) Nach meiner Übersetzung aus dem Holländischen.

Die vorgeführten Beispiele lassen die Aussprüche Berthouds und Dührings allgemeiner fassen, in der Weise, wie es bereits vor Jahren Favaro, neuerdings Poincaré[1]) getan haben. Die Erfindungen sind nie das Werk eines Einzelnen, sie sind das Ergebnis der Anstrengungen zahlreicher Mitarbeiter, die einander bisweilen gar nicht kennen, die Frucht mühsamer Arbeit, die oft im Dunkel bleibt. Dieses Dunkel aufzuhellen aber ist eine der dankbarsten Aufgaben historischer Forschung. Sie hat wahrlich nicht zu fürchten, durch solche Ergebnisse dem wohlverdienten Ruhme der großen Forscher zu nahe zu treten. Denn nicht in der Erfindung selbst liegt deren eigentliches Verdienst, sondern vielmehr in deren Nutzbarmachung. Hätte Newton nur das Gravitationsgesetz ausgesprochen, so wäre der Fortschritt über Kepler, den man ihm zu danken hätte, nur unbedeutend. Indem er aber darauf eine Mechanik des Himmels gründete, erweiterte er den menschlichen Gesichtskreis in bis dahin ungeahnter Weise. Der Ersatz des Pulvers in der Pulvermaschine durch Wasser hätte Papin nicht zum Erfinder der Dampfmaschine gemacht. Das tat erst die große Zahl von Versuchen, welche die Ausgangspunkte für die Anwendungen der Dampfkraft wurden, die das Leben der Kulturvölker völlig umgestalten sollten. Und verhält es sich mit Otto von Guericke anders? Lange vor ihm hatte Pascal[2]) den Stiefel einer Wasserpumpe oder einer Spritze benutzt, um einen luftleeren Raum herzustellen. Des Magdeburger Bürgermeisters Verdienst besteht in dem erschöpfenden und vorurteilsfreien Studium eines solchen Raumes, das ihn von einer ganz andern Seite zur Erkenntnis des Gewichtes und demgemäß des Druckes der Luft führte, als von welcher Torricelli dazu gelangt war. So führt eine jede Ergänzung unserer Erkenntnis vom Fortschreiten der Naturwissenschaft in der Zeit zu einer gerechteren Würdigung der Urheber dieses Fortschreitens, die Stetigkeit in ihrer Entwicklung aber, die sich dabei ergibt, immer mehr zu erreichen, ist eine der vornehmsten Aufgaben der naturwissenschaftlich-geschichtlichen Forschung.

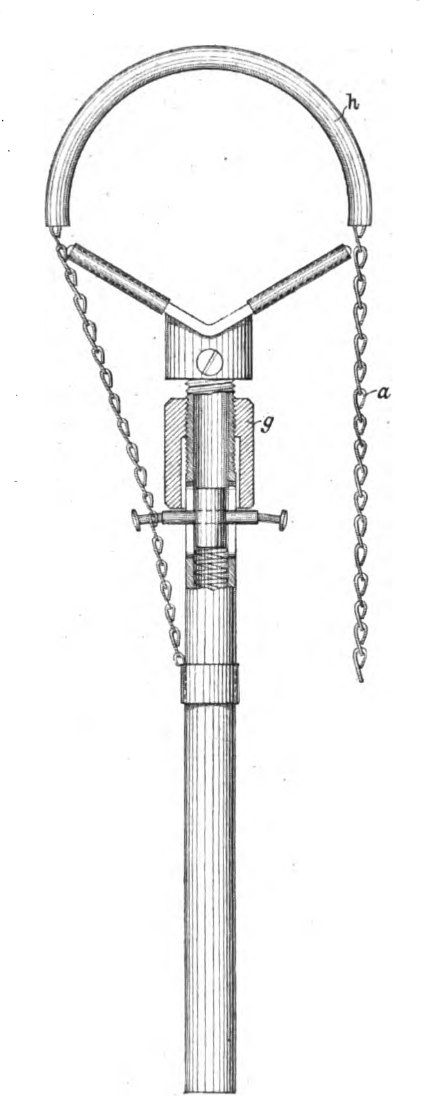
1) Poincaré, Die moderne Physik. Deutsch von Brahn. Leipzig 1908, S. 164.
2) Pascal, Nouvelles Experiences touchant le vuide. 1647, 1. Oeuvres, Tome IV. A la Haye 1779, S. 57.

(Eingegangen 15. August 1908.)

Praktische Ecke.

Eine Bandklemme.

Die in nachstehender Figur abgebildete Klemme hält mittels einer durch die Schraube *g* spannbaren und mit Gummischlauch *h* überzogenen Kette (*a*) Gegenstände beliebiger Querschnittsform, namentlich aber Röhren und Gefäße von etwa 1 cm bis 10 cm Durchmesser. Die allseitig gleich-



mäßige Druckwirkung der Kette gestattet selbst dünnwandige und gefüllte Bechergläser größten Durchmessers zu halten und den Stiel als Handhabe benutzend heiße Flüssigkeiten auszugießen. Das Festklemmen und Lösen erfordert nur wenige Sekunden, da die Kette an jeder beliebigen Stelle ihrer Länge eingehakt und mit 1 bis 2 Umdrehungen der Schraube angezogen werden kann. Die Spannung kann so weit getrieben werden, daß auch schwerere Gegenstände, wie Ablesefernrohre u. dgl. völlig unverrückbar befestigt werden.

Die Klemme ist durch D.R.G.M. geschützt und wird von der Firma J. Schober, Berlin S.O., Köpenickerstraße 32a fabriziert.

W. Kaufmann.

(Eingegangen 30. Juli 1908.)

Fragekasten.

Ist zu **E. v. Hartmanns** Werk: **Die Weltanschauung der modernen Physik** (Leipzig 1902), eine Gegenschrift oder ausführlichere Besprechung erschienen?

Dr. K.

Tagesereignisse.

Die Akademie der Wissenschaften in Berlin bewilligte durch ihre physikalisch-mathematische Klasse 1000 M. als Beitrag zu den Kosten einer von dem Kartell der deutschen Akademien zu veranstaltenden Ausgabe der gesammelten Schriften Ludwig Boltzmanns.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dr. Edgar Meyer, bisher Assistent am Physikalischen Institut der Universität Berlin an der Universität Zürich für Physik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Lehmann für Chemie des Lichtes, speziell Farbenphotographie, Dr. W. Guertler für chemische Gleichgewichtslehre.

Verliehen: Dem o. Professor der Mathematik an der Universität Marburg Dr. C. Hensel der Charakter als Geh. Regierungsrat.

Gestorben: Der Professor der Physik und ständiger Sekretär der Akademie der Wissenschaften in Paris Henri Becquerel im Alter von 56 Jahren, der Professor für allgemeine und experimentelle Physik am Collège de France und Direktor des meteorologischen Zentralbureaus in Paris Dr. E. L. Mascart im Alter von 71 Jahren.

Gesuche.

Zum **1. Oktober d. J.** ist eine

Assistentenstelle

am Göttinger physikalischen Institut zu besetzen. Jüngere Physiker, die sich schon in selbständiger Weise wissenschaftlich betätigt, jedenfalls schon promoviert haben, können sich gegebenenfalls bei Professor Dr. Riecke, Göttingen melden. Der Meldung ist ein kurzer Bericht über Studiengang und wissenschaftliche Tätigkeit beizulegen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. | 1. Oktober 1908. Redaktionsschluß für No. 20 am 28. September 1908. | 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
M. Laue, Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. S. 617.
L. Heis, Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen. S. 620.
D. Roschansky, Zur Frage des Funkenwiderstandes. S. 627.
D. Roschansky, Zur Theorie des sogenannten Funkenwiderstandes. S. 635.
L. Mandelstam, Zur Theorie der Dispersion. S. 641.
C. W. Lutz, Verbesserungen am Saitenelektrometer. S. 642.
B. Weinberg, Die Kristallisation des unterkühlten Wassers. S. 645.
B. Macků, Über die Bestimmung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung. S. 646.

Besprechungen:
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik. XXI. S. 647.
A. v. Hübl, Die Entwicklung der photographischen Bromsilber-Gelatineplatte bei zweifelhaft richtiger Exposition. S. 647.
Lüppo-Cramer, Photographische Probleme. S. 647.
P. Hanneke, Photographisches Rezept-Taschenbuch. S. 647.
R. Neuhauß, Anleitung zur Mikrophotographie. S. 647.
H. Schmidt, Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit. II. S. 648.
H. Müller u. P. Gebhardt, Die Mißerfolge in der Photographie und die Mittel zu ihrer Beseitigung. II. S. 648.
Universität und Schule. S. 648.

Personalien. S. 648.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Zeeman-Phänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.

Von M. Laue.

Unter demselben Titel veröffentlicht Herr ;orbino[1]) im 10. Heft dieser Zeitschrift eine \bhandlung, die beweisen soll, daß zwischen wei gleichen Strahlungsquellen in zwei gleichen, ber senkrecht aufeinander stehenden Magnet-:ldern kein Strahlungsgleichgewicht besteht, 'enn sie ein Linienspektrum emittieren, welches as Zeeman-Phänomen in seiner einfachsten orm zeigt. Beruhte die Emission eines solchen pektrums auf reiner Temperaturstrahlung, so inge dabei die anfangs bestehende Temperaırgleichheit ohne Kompensation verloren, im /iderspruch zum Entropieprinzip.

Gegen diese Betrachtungen lassen sich nun nige Einwendungen erheben. Zunächst ein ıwesentlicher: Herr Corbino meint, eine chtszirkulare Welle bliebe auch bei Spiegeng rechtszirkular, während sie tatsächlich da-:i in eine linkszirkulare übergeht. Ändert an aber seine Betrachtungen dementsprechend ›, so vertauschen nur die beiden Fälle, dass .e Kugeln, welche seine Lichtquellen S_1 und umgeben, mit Viertelwellenlängenblättchen sgekleidet sind oder nicht, ihre Rollen.

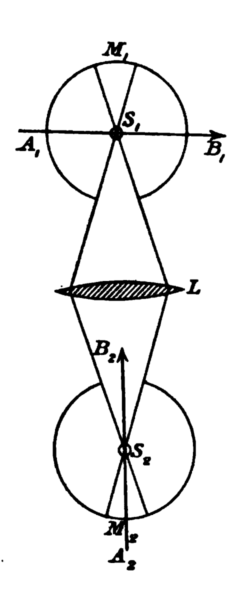
Erheblicher ist dagegen der zweite Einınd, welcher sich gegen die Wahl richtet, :lche Herr Corbino für die Intensitäten der nien des Zeemanschen Tripletts und Dubletts fft. Ich möchte seine Betrachtungen hier ederholen, nur mit der Verallgemeinerung, daß ich diese Intensitäten zunächst unbestimmt lasse; den Linien des Tripletts mit den Wellenlängen $\lambda, \lambda_1, \lambda_2$ ($\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$) schreibe ich die Intensitäten K_t, K_{1t}, K_{2t}, denen des Dubletts, welche dieselben Wellenlängen λ_1 und λ_2 haben, wie die äußeren Linien des Tripletts, die Intensitäten K_{1d} und K_{2d} zu.

Wir legen also zwei gleiche Strahlungsquellen S_1 und S_2 den Überlegungen zugrunde, beide von solcher Ausdehnung, daß sie alle Strahlungsarten, die sie überhaupt merklich absorbieren, nicht durchlassen, jede im Mittelpunkt einer vollkommen spiegelnden Kugel, deren einzige Öffnung zugleich mit dem Linsensystem L die Abbildung von S_1 auf S_2 vermittelt. Die Pfeile B_1 und B_2 geben die Richtungen der magnetischen Kraftlinien an. Alle Strahlung, welche von S_1 nicht unmittelbar nach der Öffnung oder der ihr gegenüberliegenden Kugelkalotte M_1 emittiert wird, wird von der Kugel nach S_1 reflektiert und von S_1 wieder absorbiert, unter Umständen freilich erst nach nochmaliger Spiegelung; jedenfalls kommt sie für den Wärmeaustausch zwischen S_1 und S_2 nicht in Betracht. Entsprechendes gilt für die Strahlung von S_2.

Zunächst sollen die Kugeln mit einem Viertelwellenlängenblättchen aus doppelbrechender Substanz ausgekleidet sein. Die Strahlung von S_1 von der Wellenlänge λ wird von S_2 überhaupt nicht absorbiert, kehrt also vollständig nach S_1 zurück und spielt daher keine Rolle für den Wärmeaustausch. S_1 emittiert direkt nach S_2 pro Zeiteinheit ein Energiequantum, welches wir in einem geeigneten Maßsystem K_t setzen können; ebensoviel entsendet es gegen

1) O. M. Corbino, diese Zeitschr. 9, 344—347, 1908.

M_1 und absorbiert auch wieder $2 K_t$. Die Strahlung von der Wellenlänge λ_1 von S_1 ist linear polarisiert, sie wird, falls sie nach M_1 emittiert ist, nach einer Spiegelung wieder von S_1 absorbiert. Ist sie dagegen direkt nach S_2 entsandt, so wird sie bei dem ersten Eintreffen daselbst zur Hälfte absorbiert. Was hindurchdringt, ist dann zirkularpolarisiert, ändert an M_2 seinen Polarisationszustand nicht, wird daher bei der Rückkehr nach S_2 vollständig absorbiert. Analoges gilt für die Wel-



lenlänge λ_2. Die Strahlung von S_2 besteht aus zwei zirkularen Wellen; werden diese direkt gegen S_1 emittiert, so absorbiert S_1 beim ersten Eintreffen die eine lineare Komponente von ihnen, während die andere S_1 durchdringt, von M_1 gespiegelt S_1 nochmals durchdringt und nach S_2 zurückgelangt, welches, wie wir soeben sahen, eintreffende lineare Wellen nach einmaliger Reflexion an M_2 vollständig absorbiert. Ebenso verteilen die nach M_2 entsandten Wellen ihre Energie; denn nach ihrer ersten Reflexion von M_2 gehen sie ungehindert durch S_2 hindurch. Alle emittierten und absorbierten Energiebeträge stellen wir zur besseren Übersicht in der folgenden Tabelle zusammen.

Also beträgt:

	die Gesamtemission	die Gesamtabsorption
von S_1	$2(K_t + K_{1t} + K_{2t})$	$2K_t + K_{1t} + K_{2t} + K_{1d} + K_{2d}$
von S_2	$2(K_{1d} + K_{2d})$	$K_{1t} + K_{2t} + K_{1d} + K_{2d}$

Bedingung des Strahlungsgleichgewichts ist, daß für jede Strahlungsquelle Emission und Absorption einander gleich sind. Dies ist der Fall, wenn

$$K_{1d} + K_{2d} = K_{1t} + K_{2t}$$

ist.

Zu demselben Ergebnis gelangen wir, wenn wir nun das Viertelwellenlängenblättchen fortfallen lassen, welches bisher die Kugeln auskleidete. Dann wird der rechtszirkulare Strahl von S_2 nach M_2 bei der Spiegelung linkszirkular und bei der Rückkehr nach S_2 vollständig absorbiert, ebenso wie der in gleicher Richtung entsandte linkszirkulare. Die Strahlung von S_1 gegen M_1 gelangt ebensowenig wie im vorigen Fall nach der Spiegelung durch S_1 hindurch, so daß für den Wärmeaustausch nur die direkt von S_1 nach S_2 und umgekehrt entsandten Strahlungen in Betracht kommen. Und auch von diesen wiederum nicht die von der Wellenlänge λ. Dagegen wird von der linearen Schwingung λ_1 der Strahlung von S_1 in S_2 beim ersten Eintreffen die eine zirkulare Komponente absorbiert, die entgegengesetzt zirkulare gelangt nach M_2, nach der Spiegelung unbehelligt durch S_2 nach S_1, welches die eine lineare Komponente von ihr vernichtet; die andere lineare Komponente wird von M_1 gespiegelt und von S_1 hindurchgelassen, worauf der betrachtete Vorgang sich wiederholt. Die zirkulare Strahlung λ_1 von S_2 wird dagegen in S_1 unter Verlust der halben Intensität linear, wird dann an M_1 gespiegelt und von S_1 hindurchgelassen, so daß auch hier der oben betrachtete Prozeß einsetzt. Für die Wellenlänge λ_2 gilt genau dasselbe. Die emittierten und absorbierten Energiebeträge zeigt die Tabelle auf Seite 619.

Die Forderung der Gleichheit der Emission und Absorption bedingt auch hier die Gleichung

$$K_{1d} + K_{2d} = K_{1t} + K_{2t}.$$

Dies ist also die Beziehung, welche die Thermodynamik für Körper von der er-

	Intensität	S_1 absorbiert hiervon	S_2 absorbiert hiervon
Strahlung von S_1:			
a) direkt nach S_2 . .	$K_t + K_{1t} + K_{2t}$	K_{1t}	$K_{1t} + K_{2t}$
b) nach M_2	$K_t + K_{1t} + K_{2t}$	$K_t + K_{1t} + K_{2t}$	—
Strahlung von S_2:			
a) direkt nach S_1 . .	$K_{1d} + K_{2d}$	$\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$	$\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$
b) nach M_1	$K_{1d} + K_{2d}$	$\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$	$\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$



	Intensität	S_1 absorbiert davon	S_2 absorbiert davon
Strahlung von S_1 . . .	$K_t + K_{1t} + K_{2t}$		
bei dem erst. Eintreffen in S_2			$\frac{1}{2}(K_{1t} + K_{2t})$
bei d. erst. Rückkehr nach S_1		$K_t + \frac{1}{4}(K_{1t} + K_{2t})$	
beim zweit. Eintreffen in S_2			$\frac{1}{8}(K_{1t} + K_{2t})$
b. d. zweit. Rückkehr nach S_1		$\frac{1}{16}(K_{1t} + K_{2t})$	
	etc.		
Strahlung von S_2 . . .	$K_{1d} + K_{2d}$		
beim ersten Eintreffen in S_1		$\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$	
bei d. erst. Rückkehr nach S_2			$\frac{1}{4}(K_{1d} + K_{2d})$
beim zweit. Eintreffen in S_1		$\frac{1}{8}(K_{1d} + K_{2d})$	
bei d. zweit. Rückk. nach S_2			$\frac{1}{16}(K_{1d} + K_{2d})$
	etc.		
usammen		$K_t + \frac{1}{3}(K_{1t} + K_{2t}) + \frac{2}{3}(K_{1d} + K_{2d})$	$\frac{2}{3}(K_{1t} + K_{2t}) + \frac{1}{3}(K_{1d} + K_{2d})$

ähnten Ausdehnung fordert, — falls
ie überhaupt anwendbar ist.

Die Strahlungsquellen emittieren danach
ansversal zu den magnetischen Kraftlinien
ehr Energie als longitudinal, nämlich $K_t +$
$_{1t} + K_{2t}$ gegen $K_{1d} + K_{2d}$.[1]) Auffällig ist
nächst, daß dies unabhängig von der Stärke
s Magnetfeldes, also scheinbar auch schon in
n allerschwächsten Feldern der Fall sein
ll, zumal K_t auf keinen Fall als eine mit der
ldstärke verschwindende Funktion der letz-
ren aufgefaßt werden kann. Wir wollen dem-
genüber darauf hinweisen, daß unsere Über-
gungen so starke Magnetfelder voraussetzen,
ß zwischen den Spektralbereichen der Linien
s Dubletts ein dem Spektralbereich der Mittel-
ie des Tripletts mindestens gleicher Abstand
gt. Andernfalls absorbierte z. B. S_2 auch von
Energie K_t der von S_1 entsandten Strah-
g von der Wellenlänge λ. Für schwächere
lder läßt sich unsere Gleichung nicht be-
ipten.

Denken wir uns unter sonst gleichen Um-
nden die spiegelnden Kugeln um S_1 und
entfernt, so daß beide Strahlungsquellen
t unbehindert in den freien Raum strahlen,
emittieren sie natürlich gleich viel. S_1 ab-
biert dann von der Strahlung von S_2 den
rag $\frac{1}{2}(K_{1d} + K_{2d})$, während S_2 von S_1 den
rag $\frac{1}{2}(K_{1t} + K_{2t})$ empfängt. Sie strahlen
also gleiche Wärmemengen zu.

1) Aus § 6 der Abhandlung von Herrn Corbino ent-
e ich, daß der Versuch dies bestätigt.

Wie stellt sich nun die magnetooptische Theorie hierzu? Herr Corbino setzt:

$$K_t : K_{1t} : K_{2t} : K_{1d} : K_{2d} = 1 : {}^1/_2 : {}^1/_2 : 1 : 1.$$

Zu diesem Ansatz führt die Vorstellung, daß die Bewegung jedes schwingenden Elektrons sich aus drei Schwingungen mit den den Wellenlängen λ, λ_1, λ_2 entsprechenden Schwingungszahlen zusammensetzt, einer linearen, parallel zu den Kraftlinien und zwei entgegengesetzt zirkularen, in der Ebene senkrecht zu ihnen, wenn man jeder Schwingung gleiche Intensität zuschreibt, — was in Anlehnung an Boltzmanns Satz von der gleichmäßigen Verteilung der Energie über alle Freiheitsgrade wohl gerechtfertigt ist. Für unsere Zwecke wesentlich ist nur der Teil der Proportion, demzufolge

$$K_{1t} = \frac{1}{2} K_{1d},$$

$$K_{2t} = \frac{1}{2} K_{2d}$$

sein soll, was der geforderten Beziehung

$$K_{1d} + K_{2d} = K_{1t} + K_{2t}$$

widerspricht. Und doch ist gerade der hierin ausgesprochene Satz, daß eine zirkulare Schwingung senkrecht zu ihrer Ebene doppelt so stark strahlt, wie in ihr, durch die Maxwellsche Theorie so sicher gestellt, wie weniges in der Physik. Handelte es sich um die Strahlung eines Komplexes weniger Molekeln, so könnte man daher die letztere Gleichung unmöglich gelten lassen. Ein solcher Komplex entspräche aber nicht unserer Annahme, daß die Strahlungsquellen S_1 und S_2 für alle überhaupt merklich absorbierte Strahlung undurchsichtig

sind. Für Körper von solchen Dimensionen treten andere Überlegungen in Kraft.

Bezeichnen wir nämlich mit $\varepsilon\, d\tau\, d\Omega\, d\nu$ die Energie, welche das Volumelement $d\tau$ in den körperlichen Winkel $d\Omega$ hinein pro Zeiteinheit strahlt, und zwar als Strahlung von bestimmter Polarisation, der Schwingungszahl ν und der spektralen Breite $d\nu$, so gilt nach dem Gesagten sicherlich die Proportion

$$\varepsilon_{1t} : \varepsilon_{1d} = \varepsilon_{2t} : \varepsilon_{2d} = 1 : 2 .$$

Ist ferner α der Absorptionskoeffizient für dieselbe Strahlenart und Richtung, auf welche sich auf ε bezieht, so gelangt an die Oberfläche eines undurchsichtigen Körpers ein Strahl von der spezifischen Intensität

$$\mathfrak{K} = \frac{\varepsilon}{\alpha} .$$

Tritt er dann ohne merkliche Reflexion ins Vakuum aus (die Reflexion an der Oberfläche von S_1 und S_2 haben wir mit Herrn Corbino stets vernachlässigt), so erhält er die spez. Intensität

$$K = \frac{\mathfrak{K}}{n^2} = \frac{\varepsilon}{\alpha n^2} ,$$

wo n den Brechungsindex bezeichnet.[1]) Der Voigtschen Magnetooptik läßt sich nun leicht entnehmen, daß alle Werte n^2 innerhalb der Absorptionsstreifen der Strahlenart, auf die sie sich beziehen, nahezu 1 sind, solange die Absorption mäßig ist und das magnetische Feld ausreicht, um die Triplettlinien vollständig zu trennen. Innerhalb dieser Annäherung gilt für die α, welche wir dem Voigtschen $n\varkappa$ proportional setzen können[2]), genau dieselbe Proportion

$$\alpha_{1t} : \alpha_{1d} = \alpha_{2t} : \alpha_{2d} = 1 : 2 ,$$

wie für die ε.[3]) Daher ist

$$K_{1t} = K_{1d} ,$$
$$K_{2t} = K_{2d} ,$$

in Übereinstimmung mit der obigen Bedingung des Wärmegleichgewichts

$$K_{1t} + K_{2t} = K_{1d} + K_{2d} .$$

1) Vgl. M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906, die beiden ersten Kapitel. Von Zerstreuung sehen wir ab, obwohl ihre Berücksichtigung kaum etwas änderte.

2) Da $\alpha = \frac{4\pi n\varkappa}{\lambda}$, so ist nur der Unterschied von λ, λ_1 und λ_2 dabei vernachlässigt.

3) Man vgl. W. Voigt (Wied. Ann. 67, 345—365, 1899), Gleichung (27) und (28), sowie W. Voigt (Wied. Ann. 69, 290—296, 1899), Gleichung (11) und (12). Danach ist der Verlauf der Funktionen nK_{+} und $n_1 K_1$, d. h. von α_{1d}, α_{2d} und α_{1t}, α_{2t}, in den zugehörigen Absorptionsstreifen genau der gleiche, nur gilt für entsprechende Stellen der letzteren die angegebene Proportion. Darf man daher die Intensitätsverteilung in allen Linien des Tripletts und Dubletts als gleich annehmen, so gilt das obige Resultat auch unter Berücksichtigung ihrer endlichen Breite.

Das Zeeman-Phänomen widerspricht also keinenfalls dem Entropieprinzip, während es fraglich bleibt, ob es überhaupt etwas mit ihm zu tun hat.

Berlin, 10. Juni 1908.

(Eingegangen 11. Juni 1908.)

Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen.

Von Leonhard Heis.

J. J. Thomson[1]) hat unter der Annahme, daß der elektrische Strom durch ein Gas ein Konvektionsstrom ist, und daß „die Geschwindigkeit der bewegten Ionen proportional der elektrischen Kraft gesetzt werden kann, die auf sie wirkt", ein System von Differentialgleichungen aufgestellt, welches die Leitung der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen beschreibt.

E. Riecke[2]) hat diese Gleichungen erweitert, indem er die Einwirkung der Diffusion der Ionen mit berücksichtigte.

Im Interesse der Vollständigkeit der vorliegenden Untersuchung ist es, an die Schlußfolgerungen dieser beiden Autoren anknüpfend, das Problem zunächst in möglichster Allgemeinheit zu formulieren.

Die Grundgleichungen (in absoluten elektrostatischen Einheiten geschrieben).

In einem Gase mögen durch Ionisation in der Volumen- und Zeiteinheit q' Ionen, und zwar ebenso viele positive als negative entstehen. Schreibt man beiden Arten gleiche Ladung, nämlich das Elementarquantum ($e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$) zu, so ist also die Ionisation Ursache einer Quelle von Elektrizität; es werden in einem beliebigen Aufpunkte

$$q = q'e$$

Elektrizitätseinheiten beiderlei Vorzeichens pro cm^3 und Sekunde frei.

Ist dieses ionisierte Gas, welches sich in Ruhe befinden soll, einem elektrostatischen Felde von der Feldstärke $\mathfrak{f}$ unterworfen, so wandern die Ionen mit verschiedenen Geschwindigkeiten $\overset{+}{\mathfrak{v}}$ und $\overset{-}{\mathfrak{v}}$, für welche nach der Thomsonschen Annahme folgende Beziehungen bestehen:

$$\overset{+}{\mathfrak{v}} = U\mathfrak{f}, \quad \overset{-}{\mathfrak{v}} = -V\mathfrak{f}.$$

1) J. J. Thomson, Elektrizitäts-Durchgang in Gasen; deutsch von E. Marx, 1906, Kap. 3, S. 65 ff.

2) E. Riecke, Beiträge zu der Lehre von der Luftelektrizität. Gött. Wiss. Nachr. 1903, S. 1 u. 2.

Die Proportionalitätsfaktoren U und V heißen die (absoluten) Beweglichkeiten.

Durch diesen Elektrizitätstransport entsteht ein Strom, von der spezifischen Stromdichte $\mathfrak{c}$, der sich aus den partiellen Strömen $\overset{+}{\mathfrak{c}}$ und $\overset{-}{\mathfrak{c}}$ zusammensetzt:

$$\mathfrak{c} = \overset{+}{\mathfrak{c}} - \overset{-}{\mathfrak{c}}. \qquad (1)$$

Nach der Formel für konvektive Strömung

$$\mathfrak{c} = \varrho \mathfrak{v}$$

erhalten wir daher:

$$\overset{+}{\mathfrak{c}} = \overset{+}{\varrho} U \mathfrak{f} \qquad (2)$$

$$\overset{-}{\mathfrak{c}} = -\overset{-}{\varrho} V \mathfrak{f}, \qquad (3)$$

wobei unter $\overset{+}{\varrho}$ die Dichte der positiven Elektrizität, unter $\overset{-}{\varrho}$ die der negativen verstanden ist.

Die freie Elektrizitätsmenge im cm^3 ist demnach:

$$\varrho = \overset{+}{\varrho} - \overset{-}{\varrho}. \qquad (4)$$

Die spezifischen Ionenzahlen $\overset{+}{n}$ und $\overset{-}{n}$ lassen sich leicht daraus berechnen:

$$\overset{+}{n} = \frac{\overset{+}{\varrho}}{e}, \quad \overset{-}{n} = \frac{\overset{-}{\varrho}}{e}.$$

Nach P. Langevin[1]) ist hauptsächlich die [e]lektrostatische Anziehung der Ionen Ursache [e]iner Wiedervereinigung derselben; es ver[s]chwinden in der Volumen- und Zeiteinheit $\overset{+}{n}\overset{-}{n}$-Ionen oder $a\overset{+}{\varrho}\overset{-}{\varrho}$-Elektrizitätsmengenein[h]eiten beiderlei Vorzeichens, wenn

$$a = \frac{\alpha}{e}; \qquad (5)$$

[d]abei ist nach Langevin:

$$\alpha = 4\pi\varepsilon(U + V)e. \qquad (6)$$

ε ist ein Zahlenfaktor, der vom Druck des [G]ases abhängig ist. Für Luft bei Atmosphären[d]ruck ist z. B.: $\varepsilon = \frac{1}{4}$.

Für den stationären Zustand besteht also [fü]r den Zuwachs des positiven Stromes in der [V]olumeneinheit die Gleichung:

$$\operatorname{div} \overset{+}{\mathfrak{c}} = q - a\overset{+}{\varrho}\overset{-}{\varrho}; \qquad (7)$$

[Ga]nz analog gilt für den negativen Strom

$$\operatorname{div} \overset{-}{\mathfrak{c}} = q - a\overset{+}{\varrho}\overset{-}{\varrho}. \qquad (8)$$

Aus (7) und (8) folgt daher die notwendige [Gl]eichung:

$$\operatorname{div} \mathfrak{c} = 0. \qquad (9)$$

[M]it Einbeziehung des Poissonschen Satzes

$$\operatorname{div} \mathfrak{f} = 4\pi\varrho \qquad (10)$$

[ha]ben wir dann die zur Lösung nötige Anzahl [vo]n Gleichungen gewonnen.

1) P. Langevin, Rekombination und Beweglichkeit der Ionen. Ann. chim. phys. **28**, 433—530.

Aus (1), (2) und (3) erhalten wir für die Stromdichte:

$$\mathfrak{c} = (\overset{+}{\varrho} U + \overset{-}{\varrho} V)\mathfrak{f}. \qquad (11)$$

Nach der Formel

$$\mathfrak{c} = \sigma\mathfrak{f},$$

wobei mit σ die Leitfähigkeit bezeichnet ist, erhalten wir für σ

$$\sigma = \overset{+}{\varrho} U + \overset{-}{\varrho} V. \qquad (12)$$

Wollen wir mit Riecke noch den Einfluß der Diffusion mit berücksichtigen, so müssen wir an den Gleichungen (2) und (3) entsprechende Korrektionsglieder anbringen:

$$\overset{+}{\mathfrak{c}} = \overset{+}{\varrho} U\mathfrak{f} - \overset{+}{D} \operatorname{grad} \overset{+}{\varrho}, \qquad (13)$$

$$\overset{-}{\mathfrak{c}} = -\overset{-}{\varrho} V\mathfrak{f} - \overset{-}{D} \operatorname{grad} \overset{-}{\varrho}. \qquad (14)$$

In Anbetracht der Kleinheit der Diffusionskoeffizienten $\overset{+}{D}$ und $\overset{-}{D}$ ist es jedoch bei vielen Problemen erlaubt, diese Glieder nicht zu berücksichtigen; jedenfalls immer dann, wenn:

$$|U\mathfrak{f}| \gg \left|\frac{\overset{+}{D}}{\overset{+}{\varrho}} \operatorname{grad} \overset{+}{\varrho}\right| \text{ und } |V\mathfrak{f}| \gg \left|\frac{\overset{-}{D}}{\overset{-}{\varrho}} \operatorname{grad} \overset{-}{\varrho}\right|.$$

Näherungsweise Lösung der Grundgleichungen (für den Platten-, Zylinder- und Kugelkondensator).

Die überwiegende Anzahl der Autoren, welche sich mit der Lösung obiger Gleichungen beschäftigt haben, vernachlässigen den Einfluß der Diffusion; auch die vorliegende Lösung verzichtet zunächst auf die Diskussion der Fälle, bei welchen die Diffusion eine wesentliche Rolle spielt. Dagegen soll das Glied, welches der Wiedervereinigung der Ionen Rechnung trägt, von vornherein berücksichtigt werden, während die Mehrzahl der Forscher[1]) sich mit ihren Lösungen in der Nachbarschaft des Sättigungsstromes hielten, in der man von diesem Gliede absehen kann.

Dem Einfluß der Wiedervereinigung hat in der Nachbarschaft des Sättigungsstromes E. Riecke[2]) Rechnung getragen, und zwar für den Platten-, Zylinder- und Kugelkondensator. Auch G. Mie[3]) berücksichtigte für den Fall des Plattenkondensators das Wiedervereinigungsglied und gab, indem er die Integrale nach konvergenten Reihen entwickelte, zwei

1) G. W. Walker, Über Sättigungsströme bei der Ionisation. Phil. Mag. (6) **8**, 656—659, 1904; H. Starke, Über den Potentialverlauf bei der unselbständigen Elektrizitätsleitung der Gase für den Fall des Sättigungsstromes. Boltzmann-Festschrift, S. 667—677, 1904; E. Riecke, siehe loc. cit. S. 2—15.

2) E. Riecke, loc. cit. S. 149ff., S. 236ff. Boltzmann-Festschrift, S. 168ff.

3) G. Mie, Der elektrische Strom in ionisierter Luft usw. Ann. d. Phys. **13**, 857ff., 1904.

näherungsweise Lösungen, die eine für schwache Ströme, die andere für die Nachbarschaft des Sättigungsstromes. Die Näherung bei diesen beiden Lösungen ist dabei eine derart gute, daß sie mit ihren Gültigkeitsbereichen aneinander grenzen.

Im folgenden soll versucht werden, eine Lösung zu finden, die mit ungefähr gleicher *Näherung in dem ganzen Gebiete von der Stromintensität Null bis zum Sättigungsstrome Gültigkeit hat*; dabei soll an der bisher üblichen Annahme festgehalten werden, daß die Ionisationsstärke q eine mit dem Ort und der Zeit unveränderliche Größe ist.

Eliminieren wir mit Hilfe von Gleichung (11) und (4) aus (2) und (3) die Größen $\overset{+}{\varrho}$ und $\overset{-}{\varrho}$, so erhalten wir:

$$\overset{+}{\mathfrak{c}} = \frac{UV}{U+V}\varrho\mathfrak{f} + \frac{U}{U+V}\mathfrak{c}, \tag{15}$$

$$\overset{-}{\mathfrak{c}} = \frac{UV}{U+V}\varrho\mathfrak{f} - \frac{V}{U+V}\mathfrak{c}. \tag{16}$$

Mit Berücksichtigung von Gleichung (9) bekommen wir durch Substitution von Gleichung (15) oder (16) in Gleichung (7) oder (8):

$$\frac{UV}{U+V}\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f} = q - a\overset{+}{\varrho}\overset{-}{\varrho}.$$

Eliminieren wir hieraus $\overset{+}{\varrho}\,\overset{-}{\varrho}$, welchen Wert uns das skalare Produkt von Gleichung (2) und (3) liefert, so folgt:

$$\frac{UV}{U+V}\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f} = q + \frac{a}{UV\mathfrak{f}^2}(\overset{+}{\mathfrak{c}}\overset{-}{\mathfrak{c}}).$$

Setzen wir noch für $\overset{+}{\mathfrak{c}}$ und $\overset{-}{\mathfrak{c}}$ ihre Werte aus Gleichung (15) und (16) ein, so erhalten wir als Differentialgleichung, deren näherungsweise Lösung wir uns zur Aufgabe gemacht haben:

$$\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f} = q\cdot\frac{U+V}{UV} - \frac{a}{(U+V)\mathfrak{f}^2}\left(\frac{\mathfrak{c}}{V} + \varrho\mathfrak{f}\right)\left(\frac{\mathfrak{c}}{U} - \varrho\mathfrak{f}\right). \tag{17}$$

Da wir von der Einwirkung der Diffusion absehen, können wir ganz allgemein aus den Gleichungen (2) und (3) schließen, daß die Ionen sich längs der Kraftröhren bewegen. Die Stromröhren fallen demnach der Richtung nach mit den Kraftröhren zusammen und teilen daher mit diesen die Eigenschaft, die Flächen gleichen Potentials senkrecht zu durchdringen. Bezeichnen wir den von einem Ion in der Stromröhre zurückgelegten (im allgemeinen) krummlinigen Weg mit s, den Querschnitt, den die Röhre aus der Potentialfläche im Punkte s herausschneidet mit $\delta\omega$, so können wir Gleichung (17) in folgender Weise vereinfachen:

Ist der Kraftfluß durch die beliebig klein anzunehmende Fläche $\delta\omega : \delta E$, so ist:

$$\delta E = f\,\delta\omega. \tag{18}$$

Die Anwendung des Gaußschen Satzes für das Kraftfeld auf ein Volumenelement ($dv = \delta\omega\, ds$) der Röhre ergibt:

$$\int |f\,.\,d\delta\omega = 4\pi\varrho\, dv,$$

oder da:

$$(|\mathfrak{f}| + d|\mathfrak{f}|)(\delta\omega + d\delta\omega) - |\mathfrak{f}|\delta\omega = d|\mathfrak{f}|\delta\omega,$$

$$d\delta E = 4\pi\varrho\, dv. \tag{19}$$

Da nach (9) $\operatorname{div}\mathfrak{c} = 0$, so erhalten wir für die Stromstärke δI durch die Röhre:

$$\delta I = |\mathfrak{c}|\delta\omega = \text{constans}. \tag{20}$$

Bevor wir substituieren, erübrigt es nur noch den Ausdruck $\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f}$ umzurechnen.

Wir erhalten zunächst:

$$\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f} = \varrho\operatorname{div}\mathfrak{f} + (\mathfrak{f}\operatorname{grad}\varrho)$$

oder

$$= 4\pi\varrho^2 + |f|\frac{d\varrho}{ds}.$$

Wir schreiben hier den totalen Differentialquotienten, da es sich nur um eine ganz bestimmte Stromröhre handelt, die darauf bezüglichen Größen also nur von s allein abhängig sind.

Substituieren wir in obige Gleichung die Werte $|\mathfrak{f}|$ und ϱ aus den Gleichungen (18) und (19), so erhalten wir:

$$\operatorname{div}\varrho f = \varrho\frac{d\delta E}{dv} + \frac{\delta E}{\delta\omega}\cdot\frac{d\varrho}{ds}.$$

Da aber $dv = \delta\omega\, ds$, so resultiert:

$$\operatorname{div}\varrho\mathfrak{f} = \frac{d\varrho\delta E}{dv}. \tag{21}$$

Substituieren wir nun die Werte aus den Gleichungen (18), (20) und (21) in Gleichung (17), so erhalten wir die von vektoriellen Größen freie Differentialgleichung:

$$\frac{d\varrho\delta E}{dv} = q\frac{U+V}{UV} - \frac{a}{(U+V)(\delta E)^2}\left(\frac{\delta I}{V} + \varrho\delta E\right)\left(\frac{\delta I}{U} - \varrho\delta E\right). \tag{22}$$

oder mit Anwendung des *Langevinschen* Ausdruckes für den Wiedervereinigungskoeffizienten (6):

$$\frac{d\varrho\delta E}{dv} = q\frac{U+V}{UV} - \frac{4\pi\varepsilon}{(\delta E)^2}\left(\frac{\delta I}{V} + \varrho\delta E\right)\left(\frac{\delta I}{U} - \varrho\delta E\right). \tag{23}$$

Kennten wir für irgendeinen Fall den Verlauf der Stromröhren, so würde die Lösung dieser totalen Differentialgleichung auch das gesamte *Strömungsproblem in diesem beliebigen Falle* mit ergeben. Im allgemeinen wissen wir aber nichts von der Verteilung der Stromröhren im Raum. Nur für den Fall des Platten- oder des Zylinder- oder des Kugelkondensators wissen wir, daß aus Symmetriegründen die Stromröhren gleicher Ergiebigkeit kongruent sind.

Wir können also für diese für die Praxis wichtigsten Spezialfälle in unserer Differentialgleichung (23) von den durch das Zeichen δ markierten Elementarflüssen zu den Gesamtströmungen direkt übergehen und schreiben:

$$\frac{d\varrho E}{dv} = q\frac{U+V}{UV} - \frac{4\pi\varepsilon}{E^2}\cdot\left(\frac{I}{V}+\varrho E\right)\left(\frac{I}{U}-\varrho E\right)\cdot$$

Da nach der Gleichung (19) $4\pi\varrho = \frac{dE}{dv}$, können wir die linke Seite der Gleichung noch weiter vereinfachen:

$$\left.\begin{array}{l}\frac{d(\varrho E)^2}{dE^2} = q\frac{U+V}{4\pi UV} - \frac{\varepsilon}{E^2}\left(\frac{I}{V}+\varrho E\right) \\ \left(\frac{I}{U}-\varrho E\right)\cdot\end{array}\right\} \quad (24)$$

Bevor wir diese Gleichung integrieren, wollen vir jedoch die Randbedingungen feststellen, die lie Lösung erfüllen muß. Machen wir die 'estsetzung, daß die Indizes 1 und 2 sich auf lie Anode resp. Kathode beziehen, so muß sein:

$$\int_1^2 |f|\,ds = \int_1^2 \frac{E}{\varpi}\,ds = -(\varphi_2-\varphi_1) = \varphi_1-\varphi_2, \quad (25)$$

'enn wir mit φ das Potential bezeichnen, wobei

$$\varphi_1 > \varphi > \varphi_2 \quad (26)$$

:in muß.

Machen wir ferner von der üblichen Anıhme Gebrauch, daß $\overset{+}{\varrho}$ an der Anode, $\overset{-}{\varrho}$ an :r Kathode verschwindet, so ist

$$\overset{+}{\varrho}_1 = 0 \text{ und } \overset{-}{\varrho}_2 = 0,$$

ıd aus Gleichung (4) folgt:

$$\varrho_1 = -\overset{-}{\varrho}_1 \text{ und } \varrho_2 = \overset{+}{\varrho}_2. \quad (27)$$

ıraus folgt mit Berücksichtigung der Gleiungen (20) und (21) aus Gleichung (11):

$$I = -\varrho_1 E_1 V; \quad I = \varrho_2 E_2 U. \quad (28)$$

Aus Gleichung (27) ergibt sich, daß ϱ, als ıdeutige und stetige Funktion vorausgesetzt, ischen Anode und Kathode — wie wir ge.ß experimentellen Tatsachen annehmen dürı — einmal und nur einmal den Wert Null ıimmt.

Da aber $\varrho = \frac{1}{4\pi}\frac{dE}{dv}$ und bei obiger Anıme $\frac{d\varrho}{dv}$ immer positiv ist, so schließen wir, ß E ein Minimum E_m dort ist, wo $\varrho = 0$ ist.

Um unsere Differentialgleichung (24) nähegsweise integrabel zu gestalten, wollen wir folgendermaßen umformen:

$$\left.\begin{array}{l}\frac{(\varrho E)^2}{E^2} = \frac{U+V}{4\pi UV}q - \frac{\varepsilon}{E^2}\left[\left(\frac{I}{V}\right)^2 - (\varrho E)^2\right] \\ \frac{\frac{I}{U}-\varrho E}{\frac{I}{V}-\varrho E}\end{array}\right\} \quad (29)$$

und speziell den Quotienten

$$\eta_1 = \frac{\frac{I}{U}-\varrho E}{\frac{I}{V}-\varrho E}. \quad (30)$$

zwischen Anode und der Stelle, wo $\varrho = 0$ ist, untersuchen.

Für $\varrho = 0$ ist $\eta_1 = \frac{V}{U}$, und nach Gleichung (28) ist für $\varrho = \varrho_1$ also $\varrho_1, \eta_1 = \frac{V+U}{2U}$; d. h. in dem Anodenraum, wie wir ihn nennen wollen, gilt:

$$\frac{V+U}{2U} < \eta_1 < \frac{V}{U}.$$

Berechnen wir die Abweichungen Δ_1 des kleinsten Wertes von η_1 vom Maximalwert in Prozenten des größten Wertes, so erhalten wir für:

Gas, bei Atmosphärendruck [1])	Δ_1 Proz.	Temperatur °C.
Luft, trocken	13,6	13,5
„ feucht	4,5	14
Sauerstoff, trocken	12,1	17
„ feucht	7,6	16
Kohlensäure, trocken	3,3	17,5
„ feucht	—4,6	17
Wasserstoff, trocken	6,5	20
„ feucht	2,4	20
$\Delta_1 = 100\frac{V-U}{2V}$. (31)		

Wir sehen also, die Schwankungen des Wertes η_1 sind für eine Reihe von Gasen nicht sehr beträchtlich; es liegt daher nahe, ihn als Konstante in die Differentialgleichung einzuführen und so eine Lösung zunächst für den Anodenfall allein zu suchen. Es handelt sich nur darum, welchen Wert wir für η_1 annehmen? Das zunächst Liegende wäre der Mittelwert der beiden Extreme, eine weitere Überlegung zeigt aber, daß es vorteilhafter ist, den Wert:

$$\eta_1 = \frac{V}{U} \quad (32)$$

zu wählen; denn der Wert des Gliedes in der Differentialgleichung, welches die Wiedervereinigungen berücksichtigt, schwankt in dem untersuchten Gebiete zwischen Null und einem größten Wert, der, wie leicht einzusehen, bei $\varrho = 0$ liegt. Dort ist aber tatsächlich $\eta_1 = \frac{V}{U}$; für die Differentialgleichung begehen wir an dieser Stelle also keinen Fehler. An der Anode aber, wo die Abweichung des Wertes $\frac{V}{U}$ vom wahren Werte von η_1 am größten wäre, ist der absolute Fehler aber auch Null, da das

1) Die Werte für U und V sind Rutherford, Die Radioaktivität, Deutsche Ausgabe, S. 47, 1907, entnommen.

Wiedervereinigungsglied dort verschwindet. Der größte Fehler, den wir mit unserer Annahme machen, liegt daher in dem Zwischengebiet. Ist dies nach ungefährer Schätzung der Fall an der Stelle, wo der Wert des Wiedervereinigungsgliedes zirka die Hälfte des Maximalwertes hat und ist der prozentuale Fehler von η_1 an dieser Stelle zirka die Hälfte des größten prozentualen Fehlers, so ist im ungünstigsten Fall, für trockene Luft, der größte mögliche absolute Fehler des Wiedervereinigungsgliedes ausgedrückt in Prozenten des Maximalwertes des letzteren für die Anode:

$$\frac{1}{4}\Delta_1 = 3{,}4 \text{ Proz.}$$

Wir sehen also, die vorliegende Annahme $\eta_1 = \text{constans} = \frac{V}{U}$ führt zu einer Näherung, die wir für das vorliegende Problem als genau genug erachten können, selbst dann, wenn wir den Druck bis ca. 500 mm erniedrigen, da sich nach Langevin die Beweglichkeiten bis zu diesem Drucke umgekehrt proportional mit dem Drucke verändern.

Ganz analog verfahren wir für die Umgebung der Kathode. Die entsprechende Umformung von Gleichung (24) lautet:

$$\frac{d\varrho E_1{}^2}{dE^2} = \frac{U+V}{4\pi UV}q - \frac{\varepsilon}{E^2}\left(\frac{I^2}{U^2} - (\varrho E)^2\right)\cdot \eta_2, \quad (33)$$

wobei:

$$\eta_2 = \frac{\frac{I}{V} + \varrho E}{\frac{I}{U} + \varrho E} \quad (34)$$

ist.

Die Schwankungen von η_2 werden beschrieben durch die Ungleichungen:

$$\frac{U}{V} < \eta_2 < \frac{U+V}{2V}.$$

Wir werden auch hier wie oben aus denselben Gründen

$$\eta_2 = \text{constans} = \frac{U}{V} \quad (35)$$

in die Differentialgleichung einführen.

Sinngemäß berechnen sich für verschiedene Gase die Abweichungen Δ_2 des größten Wertes von η_2 von dessen kleinsten $\frac{U}{V}$ in Prozenten des letzteren zu: (siehe nachfolgende Tabelle).

Die entsprechende Schätzung für den Kathodenraum ergibt:

$$\frac{1}{4}\Delta_2 = 4{,}7 \text{ Proz.}$$

für den größten möglichen prozentuellen Fehler des Rekombinationsgliedes für den ungünstigsten Fall (trockene Luft).

Gas, bei Atmosphärendruck [1])	Δ_2 Proz.	Temperatur °C.
Luft, trocken	18,7	13,5
„ feucht	6,2	14
Sauerstoff, trocken	16,0	17
„ feucht	9,0	16
Kohlensäure, trocken	3,5	17,5
„ feucht	—4,2	17
Wasserstoff, trocken	7,5	20
„ feucht	2,5	20

$$\Delta_2 = 100\cdot\frac{V-U}{2U}. \quad (36)$$

Wir haben durch die Annahmen (32) und (35) noch einen weiteren Vorteil erreicht: für den Fall $\varrho = 0$, also beim Grenzübergange, werden die Gleichungen (29) und (33) identisch, wir haben damit auch den notwendigen stetigen Übergang für die Lösungen erhalten.

Die Differentialgleichungen (29) und (33) sind jetzt integrierbar, sie sind formal identisch der Gleichung, die J. J. Thomson[2]) für den Plattenkondensator, aber nur für den Fall $U = V$ gelöst hat.

Wir wissen, daß E bei $\varrho = 0$ ein Minimum E_m ist. Setzen wir:

$$\frac{E^2}{E_m{}^2} = x \quad \text{und} \quad UV\left(\frac{\varrho E}{I}\right)^2 = y \quad (37)\text{u.}(38)$$

und substituieren wir diese Werte in die Gleichungen (29) und (33), so erhalten wir unsere Differentialgleichungen in folgender einfachen Form.

Für den Anodenraum gilt:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{(U+V)q\cdot E_m{}^2}{4\pi I^2} - \frac{\varepsilon}{x}(1 - y\eta_1), \quad (39)$$

für den Kathodenraum:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{(U+V)q\cdot E_m{}^2}{4\pi I^2} - \frac{\varepsilon}{x}(1 - y\eta_2). \quad (40)$$

Die Funktion y besitzt also zwei Äste y' und y'', die, wie wir später erkennen werden (siehe Figur), in $x = 1$ eine Schnabelspitze bilden.

Aus (37) und (38) mit (28) erhalten wir den Gültigkeitsbereich des Astes y' und y''.

$$1 < x < x_1;\quad 0 < y' < \eta_2. \quad (41)$$

$$1 < x < x_2;\quad 0 < y'' < \eta_1. \quad (42)$$

Die Variabeln x und y sind dimensionslos; die y-Kurve ist daher charakteristisch für den Kathoden- und Anodenfall.

Der Komplex

$$\frac{(U+V)qE_m{}^2}{4\pi I^2} = p \quad (43)$$

enthält allein die Daten der äußeren Bedingungen, sofern wir uns das Gas bei bestimmtem Druck gegeben denken (ε, U, V).

1) Die Werte für U und V sind Rutherford, Die Radioaktivität, S. 47, 1907, entnommen.

2) J. J. Thomson, loc. cit.

Der Parameter p definiert somit eindeutig einen gegebenen Fall.

Aus (41) und (42) in (39) und (40) ersehen wir noch, daß:

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=1}=p-\varepsilon;\quad \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=x_1 \text{ oder } x_2}=p, \qquad (44) \text{ u. } (45)$$

$\frac{dy}{dx}$ kann nie negativ werden, da y immer positiv ist als Quadrat reeller Größen und da y in dem betrachteten Raum stetig anwächst.

Das erhellt aus den Integralen unserer Differentialgleichungen, die wir ohne weiteres anschreiben wollen:

$$y'=\eta_2+\frac{p}{1-\varepsilon\eta_1}x-\frac{\eta_2+p-\varepsilon}{1-\varepsilon\eta_1}x^{\varepsilon\eta_1}. \qquad (46)$$

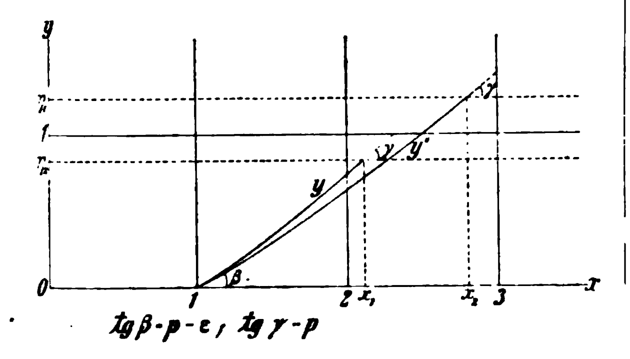
$$y''=\eta_1+\frac{p}{1-\varepsilon\eta_2}x-\frac{\eta_1+p-\varepsilon}{1-\varepsilon\eta_2}x^{\varepsilon\eta_2}. \qquad (47)$$

Dabei wurde die Integrationskonstante gleich so bestimmt, daß für $x=1$, $y=0$ ist.

Aus (44) folgt daher für die Grenzen von p

$$\varepsilon<p<\infty. \qquad (48)$$

Für ein gegebenes p können wir somit — ein Gas von gegebener Beschaffenheit vorausgesetzt — die y-Kurve graphisch darstellen (Figur),



$tg\,\beta = p-\varepsilon,\ tg\,\gamma = p$

da wir ja auch aus (46) und (47) mit Hilfe der Grenzbedingungen (41) und (42) x_1 und x_2 berechnen können.

$$x_1=\left(\frac{\eta_2+p-\varepsilon}{p}\right)^{\frac{1}{1-\varepsilon\eta_1}}. \qquad (49)$$

$$x_2=\left(\frac{\eta_1+p-\varepsilon}{p}\right)^{\frac{1}{1-\varepsilon\eta_2}}. \qquad (50)$$

Nach Gleichung (19) erhalten wir aus Gleichung (37) und (38):

$$\frac{dx}{+\sqrt{y}}=\frac{8\pi I}{E_m^2\sqrt{UV}}\cdot dv. \qquad (51)$$

Erinnern wir uns, daß $\sqrt{y}$ dasselbe Vorzeichen wie ϱE haben muß, so erhalten wir zunächst, y als Unabhängige aufgefaßt, durch Integration zwischen den Grenzen 0 und η für die Anode:

$$\int_0^{\eta_2}\frac{dx}{\sqrt{y'}}=\frac{8\pi I}{E_m^2\sqrt{UV}}(v_0-v_1), \qquad (52)$$

für die Kathode:

$$\int_0^{\eta_1}\frac{dx}{\sqrt{y''}}=\frac{8\pi I}{E_m^2\sqrt{UV}}(v_2-v_0). \qquad (53)$$

Addieren wir diese beiden Gleichungen, so ergibt sich mit Substitution des Wertes E_m^2 aus Gleichung (43) nach einiger Umformung:

$$I=\frac{2(U+V)q(v_2-v_1)}{\left(\int_0^{\eta_2}\frac{dx}{\sqrt{y'}}+\int_0^{\eta_1}\frac{dx}{\sqrt{y''}}\right)\sqrt{UV}\cdot p}. \qquad (54)$$

v_2-v_1 ist das konstante von den das Feld begrenzenden Flächen umschlossene Volumen.

Als weitere Grenzbedingung erscheint die Erfüllung der Gleichung (25).

$$\varphi_1-\varphi_2=\int_1^2\frac{E}{\omega}ds=\int_1^2\frac{E}{\omega^2}dv$$

oder mit Benutzung von Gleichung (37) und (51)

$$\left.\begin{aligned}\varphi_1-\varphi_2=E_m\int_1^2\frac{\sqrt{x}}{\omega^2}dv=\frac{E_m^3\sqrt{UV}}{8\pi I}\\ \left(\int_0^{\eta_2}\frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\cdot\frac{dx}{\sqrt{y'}}+\int_0^{\eta_1}\frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y''}}\right)\end{aligned}\right\} \qquad (55)$$

oder mit Einsetzung der Werte E_m und I aus den Gleichungen (43) und (54):

$$\left.\begin{aligned}\varphi_1-\varphi_2=2\sqrt{\frac{4\pi(U+V)q}{UV\cdot p}}\\ \frac{(v_2-v_1)^2}{\left(\int_0^{\eta_2}\frac{dx}{\sqrt{y'}}+\int_0^{\eta_1}\frac{dx}{\sqrt{y''}}\right)^2}\\ \left(\int_0^{\eta_2}\frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\cdot\frac{dx}{\sqrt{y'}}+\int_0^{\eta_1}\frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y''}}\right)\end{aligned}\right\}. \qquad (56)$$

Die bestimmten Integrale der Gleichungen (54) und (56) enthalten als einzige Variable nur noch den Parameter p; wir haben also damit die Abhängigkeit des Stromes von der Potentialdifferenz, die sogenannte „Charakteristik" in Parameterform gefunden und auf Quadraturen zurückgeführt.

Da, wie schon aus Fig. 1 zu ersehen, für sehr großes p, näherungsweise $y=p(x-1)$ ist, erhalten wir für die Integrale der Gleichung (54) die Werte:

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{p}\left(\int_0^{\eta_2}\frac{dy}{\sqrt{y'}}+\int_0^{\eta_1}\frac{dy}{\sqrt{y''}}\right)=\frac{2}{p}(\sqrt{\eta_2}+\sqrt{\eta_1})=\\ \frac{2}{p}\left(\sqrt{\frac{U}{V}}+\sqrt{\frac{V}{U}}\right)\end{aligned}\right\},$$

dies in Gleichung (54) eingesetzt, ergibt die bekannte Thomsonsche Lösung für den Sättigungsstrom:

$$I = q(v_2 - v_1). \tag{57}$$

Wir erhalten also für $p = \infty$ den Sättigungsstrom.

Für den Fall $p = \varepsilon$ läßt sich zeigen, daß wir für kleines y näherungsweise schreiben können:

$$x = 1 + \sqrt{\frac{2}{\varepsilon}\,y}.$$

Die Integranten der Gleichungen (54) und (56) werden somit unendlich von der Ordnung $\frac{1}{2}$, für $y = 0$. Deshalb werden auch die Integrale der obigen Gleichungen unendlich von derselben Ordnung und aus Gleichung (56) schließen wir, daß dann, einen Kondensator von endlichen Dimensionen vorausgesetzt, $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ wird; d. h. für $p = \varepsilon$ erhalten wir den Fall des Stromes Null bei einem Kondensator von endlichen Abmessungen.

Wir erhalten sonach für einen endlichen Kondensator bei gegebenen Versuchsbedingungen durch Variation von p innerhalb der Grenzen ε und ∞ in den Gleichungen (54) und (56) die Charakteristik für alle Einzelfälle.

Den Potentialabfall im Kondensator erhalten wir aus Gleichung (25), indem wir die obere Grenze des Integrals variieren:

$$\varphi_1 - \varphi = E_m \cdot \int_{v_1}^{v} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\,dv.$$

Durch Division mit Gleichung (55) erhalten wir, wenn wir analog dieser Gleichung verfahren, für den Anodenraum:

$$\varphi_1 - \varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)\,\frac{\int_{y}^{\eta_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y'}}}{\int_0^{\eta_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{\eta_1} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y''}}}, \tag{58}$$

für den Kathodenraum:

$$\varphi_1 - \varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)\,\frac{\int_0^{\eta_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{y''} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y''}}}{\int_0^{\eta_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{\eta_1} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y''}}}. \tag{59}$$

Analog erhalten wir durch Integration der Gleichung (51) für den Anodenraum:

$$v - v_1 = (v_2 - v_1)\cdot\frac{\int_{y}^{\eta_2} \frac{dx}{\sqrt{y'}}}{\int_0^{\eta_2} \frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{\eta_1} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}, \tag{60}$$

für den Kathodenraum:

$$v - v_1 = (v_2 - v_1)\cdot\frac{\int_0^{\eta_2} \frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{y''} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}{\int_0^{\eta_2} \frac{dx}{\sqrt{y'}} + \int_0^{\eta_1} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}. \tag{61}$$

Somit erhalten wir auch den Potentialfall in Parameterform aus Gleichung (58) und (60) resp. (59) und (61), wobei y als Parameter des Ortes fungiert.

Für die Fixierung des Ortes $\varrho = 0$ oder $E = E_m$ erhalten wir durch Division der Gleichungen (52) und (53)

$$\frac{v_0 - v_1}{v_2 - v_0} = \frac{\int_0^{\eta_2} \frac{dx}{\sqrt{y'}}}{\int_0^{\eta_1} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}. \tag{62}$$

Dieser Quotient der Elektrodenvolumina hat nach früherem, für $p = \varepsilon$ den Wert 1, für $p = \infty$ den Wert $\frac{U}{V}$; er ändert sich also mit p.

Aus Gleichung (55) schließen wir, daß für den Zylinder und Kugelkondensator die Vertauschung der Elektroden bei gleicher Potentialdifferenz von einer Unipolarität des Stromes begleitet ist. Dies wird besonders deutlich, wenn wir beim Kugelkondensator die äußere Kugelschale unendlich groß werden lassen. Diese Anordnung repräsentiert dann den Fall der Zerstreuung eines geladenen Körpers im freien, mit ionisiertem Gas erfüllten Raum, er ist schließlich auch verwandt den elektrischen Zuständen in der Atmosphäre in der Nähe der Erdoberfläche.

Für diesen Fall ist, wie leicht einzusehen, $p = \varepsilon$ und aus Gleichung (43) erhalten wir für den Strom:

$$I = (U + V)\sqrt{\frac{q}{4\pi(U+V)\varepsilon}}\cdot E_m. \tag{63}$$

Da das Potential im Unendlichen verschwindet, und der Kathodenraum ins Unendliche rückt, so erhalten wir für E_m^2 aus Gleichung (55) und (63)

$$E_m^2 = \frac{2\varphi_1}{\int_0^{\eta_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2}\frac{dx}{\sqrt{y'}}}\sqrt{\frac{4\pi q(U+V)}{\varepsilon UV}}. \tag{64}$$

Analog erhalten wir für negative Ladung des Körpers:

$$E_m^2 = \frac{2\varphi_2}{\int\limits_0^{r_1} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y''}}} \sqrt{\frac{4\pi q(U+V)}{\varepsilon UV}}. \quad (65)$$

Da aber offenbar

$$\int\limits_0^{r_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y'}} < \int\limits_0^{r_1} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y''}}, \quad (66)$$

so ist die Zerstreuung des positiv geladenen Körpers bei gleichem Potential $|\varphi_1| = |\varphi_2| > 0$ größer als die des negativen.

Der Abfall des Potentials ergibt sich für diesen Spezialfall aus Gleichung (58):

$$\varphi = \varphi_1 \frac{\int\limits_0^{y'} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y'}}}{\int\limits_0^{r_2} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y'}}}. \quad (67)$$

Für den Potentialverlauf der negativ geladenen Kugel erhalten wir:

$$\varphi = \varphi_1 \frac{\int\limits_0^{y''} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}{\int\limits_0^{r_1} \frac{\sqrt{x}}{\omega^2} \frac{dx}{\sqrt{y''}}}. \quad (68)$$

Diese, zuletzt nur flüchtig angedeuteten, auf die Lösung von Quadraturen zurückgeführten Resultate sollen den Charakter einer vorläufigen Mitteilung tragen. Sie sollen zeigen, daß es uns gelungen ist, die Abhängigkeit des Stromes von der Potentialdifferenz für die in der Praxis wichtigsten Fälle, für den Platten-, Zylinder- und Kugelkondensator, durch einen Parameter auszudrücken. Dies erscheint deshalb bemerkenswert, weil die Charakteristik sich direkt aus dem Experiment bestimmen läßt.

In ähnlicher Weise erhielten wir in Parameterdarstellung den Potentialverlauf und fanden aus Werten, welche den Ort $\varrho = 0$ fixieren, daß dieser mit der Potentialdifferenz sich verschiebt.

Das Zerstreuungsproblem und die elektrischen Zustände in der Nähe der Erdoberfläche erweisen sich als Spezialfälle des allgemeinen Falles. Aus der für den Kugelkondensator von der Potentialdifferenz abhängig gefundenen Unipolarität der Ströme läßt sich wohl folgern, daß sie eine Eigenschaft aller Kondensatoren ist, mit Ausnahme des Plattenkondensators.

Die näherungsweise Lösung der in den Schlußresultaten vorkommenden zwei Integralen ist bei der Behandlung einiger wichtiger Fälle einem zweiten Teile vorbehalten. In diesem soll auch eine Abschätzung der durch die eingeführten Näherungen sowie durch Weglassung der Diffusionsglieder entstandenen Fehler erfolgen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Juli 1908.

(Eingegangen 31. Juli 1908.)

Zur Frage des Funkenwiderstandes.

Von D. Roschansky.

Um den sogenannten Funkenwiderstand bei einer oszillatorischen Entladung zu messen, hat man bisher eine Anzahl Methoden[1]) vorgeschlagen, die sich in folgende Gruppen einteilen lassen:

1. Methoden, welche den Einfluß der Funkenstrecke auf die Periode der Schwingungen zu bestimmen suchten (Trowbridge, Popoff; die letzte ist nicht publiziert).
2. Diejenigen Methoden, welche direkt auf kalorimetrischem oder bolometrischem Wege die in der Funkenstrecke verbrauchte Energie maßen (Kaufmann, Lindemann, Battelli und Magri).
3. Diejenigen, welche den Einfluß der Funkenstrecke auf den integralen Stromeffekt in irgendeinem Teile des Schwingungskreises, mit dem von einem konstanten Widerstande ausgeübten verglichen (Cardani, Slaby, Simons).
4. Methoden, welche auf Grund der Bjerknesschen und Drudeschen Theorien den Funkenwiderstand dadurch bestimmten, daß sie dessen Einfluß auf die Resonanzkurven in einem mit dem primären schwachgekoppelten Kreise aufsuchten (Drude, Rempp).

Ohne uns an dieser Stelle auf eine Kritik dieser Methoden einzulassen, möge nur bemerkt werden, daß alle Resultate, welche durch diese verschiedenartigen Methoden erhalten wurden, nur dann etwas Zuverlässiges bedeuten und untereinander vergleichbar sein könnten, wenn die Funkenstrecke in jeder Hinsicht einem konstanten Widerstande gleichwertig wäre, was, wie wir sehen werden, im allgemeinen durchaus nicht der Fall ist. Außerdem sind noch die Versuche von Ziegler und Richarz, wie auch die von Zenneck[2]) zu erwähnen, welche wertvolle Hin-

1) Trowbridge, Phil. Mag. (5) 30, 323, 1890; Kaufmann, Wied. Ann. 60, 653, 1897; Lindemann, Ann. d. Phys. 12, 1012, 1903; Battelli u. Magri, d. Ztschr. 3, 539, 1902; 4, 181, 1902; Phil. Mag 5, 1 u. 620, 1902; Cardani, N. Cim. 11, 113, 1900; Slaby, El. Ztschr. 25, 915, 1904; Simons, Ann. d. Phys. 13, 1044, 1904; Drude, Ann. d. Phys. 15, 709, 1904; Rempp, Ann. d. Phys. 17, 627, 1905.

2) Richarz u. Ziegler, Ann. d. Phys. 1, 468, 1901; Zenneck, Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

weise auf die Dämpfung der Schwingungen, allerdings nur in einigen speziellen Fällen enthalten.

Der erste Versuch, die Verhältnisse von theoretischer Seite klarzustellen, stammt von Heydweiller[1]). Es ist ihm auch gelungen, auf Grund einer Hypothese über die Elektrodenspannung an der Funkenstrecke, die von Zenneck und Ziegler-Richarz gefundene Zunahme des Schwingungsdekrementes während der Entladung zu erklären. Zwar ließ sich diese Hypothese durch spätere Untersuchungen zum Teil bestätigen, aber quantitativ war sie unrichtig, da sie auf der Voraussetzung beruhte, daß der Funken bei der oszillatorischen Entladung mit einer Glimmstromerscheinung identisch ist. Als den nächsten Schritt zur Aufklärung der hier obwaltenden Verhältnisse muß die von Simon[2]) aufgestellte Theorie des Wechselstromlichtbogens bezeichnet werden, welche sich auch auf den Fall der Funkenentladung leicht ausdehnen läßt, sobald man dieselbe als einen Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz zwischen Metallelektroden betrachtet. Vom Standpunkte dieser Theorie ließen sich manche Gesetzmäßigkeiten voraussehen und erklären, und es war demnach zeitgemäß, den fraglichen Funkenwiderstand auf direktem Wege zu untersuchen.

Ich wurde zu dieser Untersuchung von meinem hochgeehrten Lehrer, Prof. Simon, angeregt und habe die Vorversuche unter seiner Leitung im Institut für Angewandte Elektrizität im Sommer 1906 ausgeführt. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle ihm für die wertvollen Ratschläge und den Beistand, sowie für die mir zur Verfügung gestellten Mittel des Instituts meinen herzlichsten Dank auszudrücken. Die Untersuchung wurde später im physikalischen Laboratorium des Elektrotechnischen Instituts in Petersburg zu Ende geführt. Einige Resultate dieser Untersuchung sowie die auf Grund der Simonschen Theorie aufgestellten theoretischen Betrachtungen wurden im Jahre 1907 im Juniheft des Journ. d. Russ. Phys.-Chem.-Ges. publiziert.[3]) Die Untersuchungsmethode war im wesentlichen dieselbe wie das von Prof. Simon angegebene Verfahren zur Untersuchung der dynamischen Charakteristiken des Wechselstromlichtbogens mittelst einer Braunschen Röhre. Es ergab sich dabei, daß die Spannung an der Funkenstrecke nahezu konstant war und von der Amplitude unabhängig zu sein schien. Die Spannung betrug bei 1 mm langer Funkenstrecke ca. 30—40 Volt. Diese einfachen Verhältnisse, welche qualitativ mit der von Heydweiller aufgestellten Hypothese im Einklang waren, ließen sich vom Standpunkte der Simonschen Theorie sehr gut erklären und ermöglichten die Abhängigkeit des Schwingungsdekrementes von Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand des Kreises zu bestimmen. Es wurde auch die Abhängigkeit des Dekrementes von der Funkenlänge diskutiert und versucht, die früher empirisch aufgestellten Gesetzmäßigkeiten durch die entwickelte Theorie zu erklären. Auf Grund der angestellten Betrachtungen und der Versuchsergebnisse konnte auch eine untere Grenze des Schwingungsdekrementes für einen Kreis mit 1 mm langer Funkenstrecke angegeben und die Zunahme des Dekrementes beim Abklingen der Schwingungen erörtert werden.

1) Heydweiller, Ann. d. Phys. **19**, 649, 1906.
2) H. Th. Simon, diese Ztschr. **6**, 297, 1905.
3) Roschansky, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. **39**, 140, 1907.

Etwas später wurde die Arbeit von Barkhausen[1]) publiziert, in der dieselbe Frage behandelt und dieselbe Untersuchungsmethode angewandt wurde. Die Resultate dieser Arbeit waren mit denen in meiner Arbeit enthaltenen fast gleichlautend, es waren aber die von Heydweiller angestellten theoretischen Betrachtungen weiter verfolgt und zur Berechnung des Funkenwiderstandes angewandt.

Die vorliegende Untersuchung bezweckt weitere Einsicht in die Erscheinung zu gewinnen und eine neue Methode zur Messung des Schwingungsdekrementes anzugeben.

Methode.

Die Braunsche Röhre war nach Wehnelt mit einem im Innern sich befindenden Kondensator für Hochspannung versehen, durch welchen ein homogenes Feld zur elektrostatischen Ablenkung des Kathodenstrahles erzeugt und somit die zu untersuchende Spannung bestimmt werden konnte. Die Kondensatorplatten waren 8 cm lang, 6 mm voneinander entfernt und ergaben bei 100 Volt Spannung eine Ablenkung des Kathodenflecks auf dem Schirm von ca. 10 mm, die je nach der Härte der Röhre größer oder kleiner war. Der Kondensator war mit der Funkenstrecke durch zwei Drähte verbunden, die isoliert möglichst dicht aneinander gelegt waren, um deren Selbstinduktion zu vermindern. Der Kondensator konnte nur sehr kurzen Funkenstrecken, nicht über 2 mm, parallel geschaltet werden; wurde nämlich die Spannung weiter erhöht, so bildeten sich zwischen den Platten auf der Oberfläche des Glimmers, das zur Befestigung und Isolierung derselben diente, heftige Gleitfunkenentladungen, durch die das elektrostatische Feld verzerrt wurde. Es war daher nur möglich, die kürzeren Funkenlängen zu untersuchen, meistens von 1 mm Länge. Es steht aber in Aussicht, durch eine leichte

1) H. Barkhausen, diese Ztschr. **8**, 624, 1907.



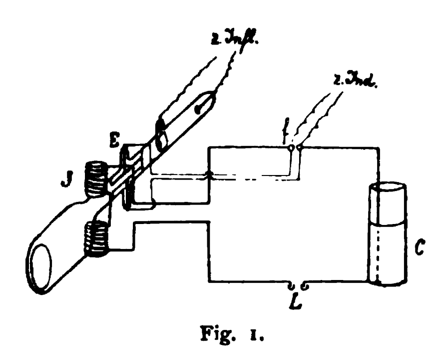


Fig. 1.

Abänderung des Kondensators denselben auch für höhere Spannungen geeignet zu machen. Das Schaltungsschema ist aus der Fig. 1 zu ersehen. Der Schwingungskreis bestand aus einer oder mehreren Leidener Flaschen, parallel geschaltet, einem Rechteck (45 mal 65 cm) aus starkem Kupferdraht und zwei parallelen Drähten (Länge 40 cm, gegenseitiger Abstand 7,5 cm) welche in unmittelbarer Nähe der Röhre endeten und zwischen deren Enden Spulen J eingeschaltet waren, welche die Stromablenkung des Kathodenflecks bewirkten. Die Selbstinduktion des Kreises war mit einem Dönitzschen Wellenmesser gemessen ca. 7000 cm. Der Kreis war noch an zwei Stellen unterbrochen zur Einschaltung: 1. der Funkenstrecke f mit kugelförmigen Zinkelektroden von ca. 1,5 cm Durchmesser, welche von Zeit zu Zeit mit Stahl abgedreht und poliert wurden; und 2. der Drahtspulen L, um die Selbstinduktion des Kreises zu variieren. Um die Braunsche Röhre vor den elektrostatischen Einwirkungen seitens des Schwingungskreises zu schützen, erwies sich am praktischsten, die Röhre mit feuchtem Filtrierpapier zu bedecken. Es wurde sonst auch brauchbar gefunden, die Röhre an entsprechender Stelle mit isoliertem Kupferdraht zu umwickeln, dessen eines Ende geerdet, das andere isoliert war; dadurch wurde die Röhre mit einem geerdeten Drahtnetz umgeben, in dem sich aber keine induzierten Ströme ausbilden konnten.

Der Schwingungskreis wurde durch ein Induktorium gespeist, das mit einem Tauchunterbrecher von Ducreté betrieben wurde. Die Unterbrechungszahl war je nach Verhältnissen 5—15 mal pro Sekunde. Die Pole waren direkt mit den Elektroden der Funkenstrecke durch eine Drahtleitung verbunden. Es ergab sich dabei ein Übelstand, der nur durch eine Veränderung des Schwingungskreises zum Teil beseitigt werden konnte. Es entstand nämlich auf dem Schirm ein sehr lichtstarker Streifen, der von den Schwingungen in der Sekundärspule des Induktoriums herrührte. Dieser Streifen, welcher der Spannungsablenkung des Kathodenstrahls bei verschwindenden Werten des Stroms im Schwingungskreise entsprach, überdeckte einen Teil der Kurven, welcher den kleinen Stromstärken entsprechen würde, und der gerade von verschiedenen Seiten großes Interesse bietet.

In späteren Versuchen wurde dieser Streifen dadurch beseitigt, daß in dem Schwingungskreise (Fig. 2) zwei Funkenstrecken f_1 und f_2

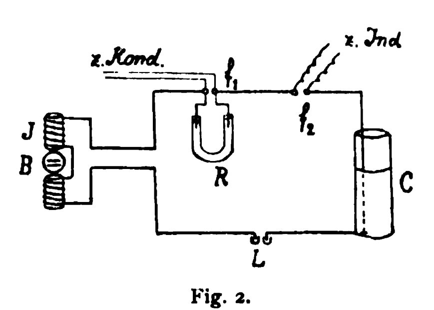


Fig. 2.

angebracht wurden, wobei der kleineren f_2 parallel ein Widerstand gelegt wurde und die andere mit den Polen des Induktoriums direkt verbunden war; ein Schema, das von Slaby zur Messung des Funkenwiderstandes benutzt wurde. Der Kondensator der Braunschen Röhre war mit der ersten Funkenstrecke verbunden und der Widerstand war so klein gewählt, daß beim Aufladen der Kapazität an demselben nur unbedeutende Spannungsschwankungen sich ausbilden konnten. Der Fleck stand ruhig in der Mitte des Schirmes, und nur in dem Moment, wo die Funkenentladung sich ausbildete, wurde der Fleck sowohl durch das Kondensatorfeld, wie auch durch den Strom abgelenkt. Es ergab sich, daß bei dieser Versuchsanordnung die Kurven dieselbe Form behielten, wie bei dem früher benutzten Kreise mit einer Funkenstrecke.

Bei kleineren Frequenzen gaben die nach der beschriebenen Methode ausgeführten Versuche ganz deutliche und bestimmte Resultate. Sobald ich aber zu den höheren Frequenzen überging, wurden die Kurvenbilder zu lichtschwach und hatten eine viel kompliziertere Gestalt, die nicht immer zu enträtseln war. Nach einigen Versuchen, bei denen die Versuchsanordnung nach verschiedenen Seiten abgeändert wurde, gelang es mir, eine Methode aufzufinden, welche erlaubte, direkt die Spannungs- sowie auch die Stromkurven zu erhalten. Parallel zu der Funkenstrecke (Fig. 3) wurde der Kreis II gelegt, der aus einer Leidener Flasche C_2 und einem großen induktionsfreien Widerstande R_2 bestand. Dieser Kreis wurde in derselben Zeit wie der Kreis I durch das Induktorium aufgeladen. In dem Moment, wo die Funkenstrecke f durch den Funken kurzgeschlossen wird, fängt auch die Kapazität C_2 an sich zu entladen und zwar des großen Wider-

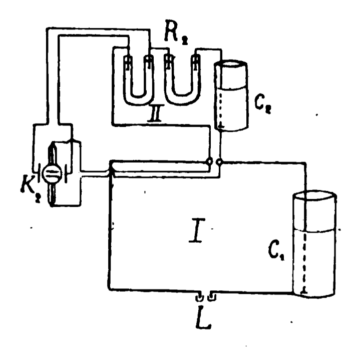


Fig. 3.

standes R_2 wegen aperiodisch. Eigentlich ist der Funke nicht als ein Leiter von konstantem Widerstande zu betrachten, und dazu ändert sich noch die Spannung in demselben periodisch, so daß sich auf die aperiodische Entladung noch periodisch wirkende Störungen lagern, aber trotzdem fällt dieser Umstand nicht sehr in Betracht, da ja die Funkenspannung bei der Entladung viel kleiner ist, als die anfängliche Spannung an der Kapazität C_2. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Kapazität C_2 entlädt, kann durch Veränderung ihrer Größe, sowie durch den Widerstand R reguliert werden. Die Spannung, welche sich bei dieser Entladung an dem Widerstande R (oder einem Teile desselben) ausbildet, kann dazu benutzt werden, um den Kathodenfleck nach der einen Seite des Schirmes abzulenken, um ihn dann wegen der Abnahme der ablenkenden Spannung mit einer bestimmten Geschwindigkeit nach seiner Ruhelage sich bewegen zu lassen. Die Geschwindigkeit, mit welcher der Fleck bewegt wird, ist proportional der Entladungsgeschwindigkeit und kann in weiten Grenzen reguliert werden. Es waren zu diesem Zweck an beiden Seiten der Röhre Messingplatten angebracht, welche also einen Kondensator K_2 bildeten, der sich aber außerhalb der Röhre befand und dem Widerstande R_2 (oder einem Teile desselben) parallel geschaltet war. Es wäre vorteilhafter, auch diesen Kondensator im Innern der Röhre, anzubringen, statt außerhalb derselben, wie es bei meinen Versuchen der Fall war. Es war so auch sehr schwer, ein homogenes Feld im Innern der Röhre zu erzeugen; durch das Vorhandensein der Glaswände und die Entladungserscheinungen im Innern der Röhre wurde das Feld manchmal sehr verzerrt, was auch auf die Gestalt der Kurven eine bedeutende Wirkung hatte. Während der Fleck sich auf diese Weise von einem Rande des Schirmes zu dem anderen bewegte, wurde er in einer dazu senkrechten Richtung in Schwingungen versetzt, was durch die Funkenspannung oder den Strom der Spulen $\mathfrak{J}$ bewirkt werden konnte: auf dem Schirme erhielt man dann Spannungs- resp. Stromkurven. Es haftete ihnen allerdings der Nachteil an, daß sie mehr und mehr zusammengedrängt waren, je mehr sich der Fleck seiner Ruhelage näherte, da die Geschwindigkeit des Fleckes nicht konstant war. Durch eine entsprechende Abänderung der Konstanten des Kreises II kann aber diese Abnahme der Geschwindigkeit herabgedrückt werden. Der geschilderte Prozeß vollzieht sich bei jedem Funken in gleichartiger Weise und man erhält bei einer fortgesetzten Folge von Entladungen feststehende Kurven von großer Regelmäßigkeit auf dem Schirm, so daß sie auf photographischem Wege aufgenommen werden konnten. Dazu war eine Expositionszeit von ca. 3 Minuten nötig. Eine Verrückung des Kurvenbildes war nicht zu bemerken, wenn nur im Betriebe der Influenzmaschine oder des Induktoriums keine Änderungen eingetreten waren. Die Aufnahmen wurden mit einem lichtstarken Objektiv (Zeiß-Aplanar $^1/_4$ $F \cdot 225$ mm) gemacht; für sämtliche Aufnahmen wurden die Ilfords-Monarch- oder die Lumièreschen Σ-Platten benutzt. Es war aber immer das Übel vorhanden, daß der erwähnte helle Streifen oder der feststehende Fleck den Teil des Schirmes in ihrer Umgebung sehr stark beleuchteten und eine starke Schwärzung der Platten hervorriefen; auch waren die Platten an diesen Stellen immer überlichtet.

Die oben beschriebene Methode erlaubt den zeitlichen Verlauf von Spannung und Strom am Funken zu beobachten und somit auch die Abnahme der Schwingungsamplituden ohne weiteres zu bestimmen. Sie eignet sich also auch zur Bestimmung der Schwingungsdämpfung und ist, weil sie sich auf keinerlei Voraussetzungen über die Art der Dämpfung zu stützen braucht, anderen Untersuchungsmethoden überlegen. Auch der von Diesselhorst[1]) angegebenen, welcher versucht hat, die Schwingungskurven mittels eines rotierenden Spiegels auseinanderzulegen. Denn ihr ist einerseits durch mechanische Schwierigkeiten eine Grenze gesetzt, andererseits gestattet der in Anwendung gebrachte Glimmlicht-Oszillograph durch seine hohe erforderliche Spannung und Stromstärke nicht die Messung der Spannung am Funken. Die von mir angegebene Methode dagegen scheint nach meinen Versuchen durch keine obere Grenze der Schwingungsfrequenz beschränkt zu sein. Zwar bin ich nicht unter 100 m Wellenlänge heruntergegangen, aber bei diesen schon ziemlich bedeutenden Frequenzen war die Lichtstärke der Bilder keineswegs klein und photographische Aufnahmen waren sehr leicht zu erhalten.

1) H. Diesselhorst, Ber. d. Deutsch. Phys. Ges.



Versuchsergebnisse.

1. Verlauf der Spannung.

In meiner ersten schon erwähnten Arbeit, wie auch in der von **Barkhausen**, wurde angegeben, daß die Funkenspannung während der Entladung nahezu konstant ist. Weitere Versuche ergaben aber, daß diese einfachste Form der Spannungskurve nur ein Spezialfall von den viel komplizierteren Verhältnissen ist, die hier auftreten können. Dieser Fall tritt nämlich nur bei kleinen Frequenzen, d. h. bei Wellenlängen über 2000 m ein. Es wächst dann die Spannung im Moment, wo der Strom durch Null geht und sein Zeichen wechselt, schnell in die Höhe, erreicht einen Wert, der etwas größer ist wie die mittlere Spannung (unter diesem Ausdruck ist hier die Spannungsgröße in der Nähe der maximalen Stromstärke gemeint), sinkt dann ziemlich schnell auf den konstanten Mittelwert e_m und behält ihn längere Zeit (vgl. Fig. 4). Nur wenn der Strom wieder dem Null-

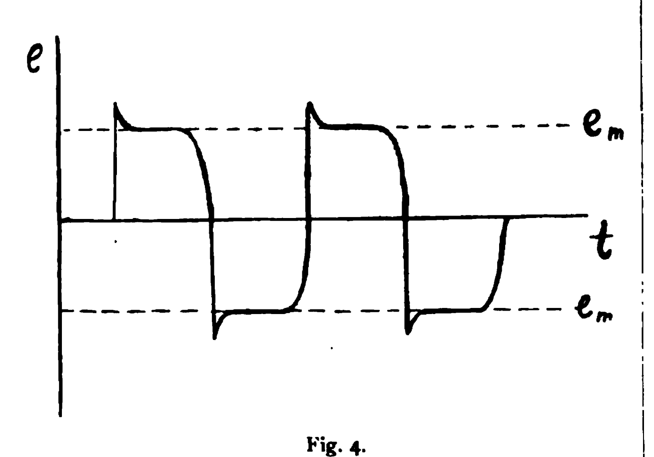


Fig. 4.

werte nahe kommt, fängt auch die Spannung an abzunehmen und wird mit der Stromstärke zugleich Null. Ein Anwachsen der Spannung und zweites Maximum in der Spannungskurve, wenn die Stromstärke sich dem Nullwerte nähert, wie es bei dem gewöhnlichen Kohlelichtbogen vorkommt, wurde hier niemals beobachtet. Die mittlere Spannung scheint bei geringer Dämpfung der Schwingungen von der Amplitude nicht abzuhängen. Bei den Charakteristiken lagern sich die Kurvenbilder der sukzessiven Schwingungen übereinander, so daß ein gerader Streifen entsteht, welcher der Stromachse parallel läuft. Doch bildet sich hier (Fig. 5) im Gebiete der kleinen Stromwerte eine deutliche Schleife, woraus zu ersehen ist, daß die Spannungskurve streng genommen nicht aus geraden Linienstücken besteht und die Spannung sich nicht sprungweise, sondern kontinuierlich ändert. Die mittlere Spannung hängt von der Periode der

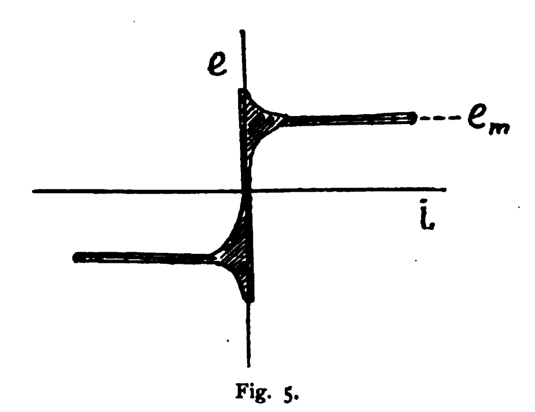


Fig. 5.

Schwingungen, Selbstinduktion und Kapazität sowie auch von der Funkenlänge, wenigstens in dem kleinen Bereich zwischen 0,5 und 2 mm, in merklicher Weise nicht ab, wie aus der folgenden Tabelle zu sehen ist.

Tabelle I.

Nr.	λ in m	C in cm	L in MH	f in mm	e in Volt
1	2100	4800	310	1,0	34
2	3400	9600	310	0,5	30
3	4300	9600	550	1,0	31
4	5300	4800	1600	0,5	32
5	7500	9600	1600	1,5	36

Es wird hier, wie auch in anderen Tabellen durch λ, C, L, f und e die Wellenlänge, resp. Kapazität, Selbstinduktion, Funkenlänge und Funkenspannung bezeichnet.

Allerdings ist bei kleineren Stromwerten die mittlere Spannung nicht von der Stromstärke unabhängig und diese Erscheinung tritt besonders deutlich bei stärkeren Dämpfungen hervor. Es wächst nämlich die Spannung e_m etwas, wenn die Stromamplitude klein wird, wie in der Fig. 6

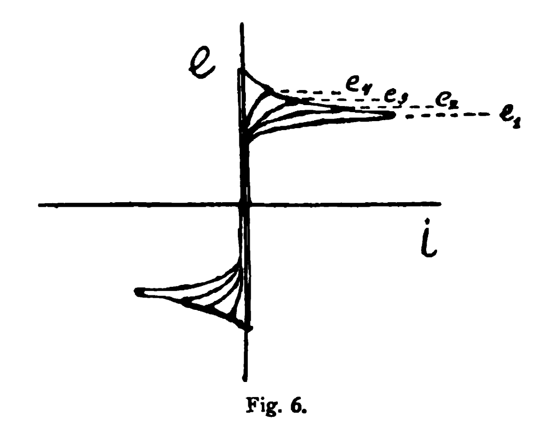


Fig. 6.

angegeben ist, was durchaus den beim gewöhnlichen Lichtbogen beobachteten Verhältnissen entspricht. Tabelle II gibt die Resultate wieder, welche bei solchen stark gedämpften Schwingungen erhalten wurden.

Tabelle II.

Nr.	f	e_1	e_2	e_3	e_4
6	0,5	41	—	—	—
7	1,0	31	35	39	43
8	1,0	31	36	43	—
9	1,5	32	35	37	—
10	2,0	39	39	39	—

Es ist hier unter e_1, e_2, e_3 und e_4 die mittlere Spannung bei der ersten, zweiten, dritten und vierten der sukzessiven Schwingungen angegeben, welche ausgemessen werden konnten. Man sieht aus dieser Tabelle, daß die Spannung bei Abnahme der Amplituden etwas wächst. Bei der kleinsten Funkenlänge ist eine Spannungserhöhung bereits bei der ersten Schwingung eingetreten, da hier schon die erste Stromamplitude sehr klein war, so daß überhaupt die Spannung nur während der ersten Schwingungsperiode ausgemessen werden konnte. Je größer die Funkenstrecke, desto konstanter wird die Spannung, da die Spannungserhöhung nur bei kleinen Stromstärken auftritt. Allerdings scheint die Spannung bei der größten Funkenlänge etwas in die Höhe gerückt, was wohl dem Einfluß der Funkenlänge zuzuschreiben ist, und hängt auch von der Amplitude nicht merklich ab.

Die Messungen, welche an den Spannungskurven vorgenommen wurden, bestätigen das oben Gesagte. Bei kleiner Funkenlänge und großer Selbstinduktion, also für kleine Stromstärke wurden bei schwachgedämpften Schwingungen folgende Zahlen erhalten:

Tabelle III.

Nr.	λ	C	L	f	e
11	4280	1200	8330	0,5	35—40
12	4280	1200	8330	0,5	34

Es ergibt sich somit für Wellenlängen über 2000 m als allgemeines Resultat, daß bei kleiner Funkenstrecke mit Zinkelektroden die Elektrodenspannung von den verschiedenen Versuchsbedingungen fast unabhängig ist und zwischen 30 und 40 Volt beträgt. Das stimmt durchaus mit der in meiner früheren Arbeit angegebenen Spannungsgröße. Höhere und niedrigere Spannungswerte kamen in meinen Versuchen gar nicht vor, wenn nur die Wellenlänge groß genug war und die Stromstärke dem Nullwert nicht zu nahe kam. Die von Barkhausen angegebenen Grenzen 15—50 Volt sind entschieden zu weit und solche Spannungsschwankungen dürften in Fällen, wo die Spannung während der Entladung konstant bleibt, gar nicht vorkommen.

Geht man zu höheren Schwingungszahlen, so erhält man andere Kurvenformen, die

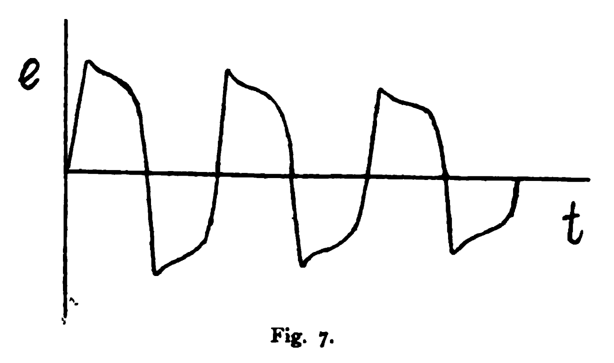


Fig. 7.

stetig ineinander übergehen. Bei Schwingungszahlen zwischen 10^5 und 10^6 erhält man solche Übergangsformen wie in Fig. 7. Die Spannung steigt nicht so schnell, wie bei den früher behandelten Fällen, erreicht einen Maximalwert und sinkt dann fortwährend, zuerst langsamer, dann immer schneller, bis sie mit dem Strom zugleich Null wird. Es gibt hier überhaupt keine Strecke, auf der eine konstante Spannung herrschte. Auch eine andere Eigentümlichkeit ist bei diesen Kurven zu bemerken. Die Spannungswerte, die bei den ersten Schwingungen auftreten, sind immer etwas höher als die bei den nachfolgenden; sie sind jetzt nicht von der Amplitude unabhängig und steigen auch nicht bei abnehmender Stromstärke, sondern nehmen, wenigstens bei den ersten Schwingungen, mit der Stromamplitude zugleich etwas ab. Der Mittelwert der Spannung kann während der ersten Schwingungsperiode erheblich größer sein, als 35 Volt, und erreicht eine Größe von 60 Volt und darüber; es kommen bei den späteren Schwingungen aber auch Werte vor, die kleiner als 30 Volt sind. Es ergeben sich daraus sehr komplizierte Verhältnisse, bei denen der Energieverbrauch in der Funkenstrecke nicht ohne weiteres berechnet werden kann. Die Form der Charakteristiken (Fig. 8) ist auch eine viel kompliziertere und ist aus den erhaltenen Kurvenbildern nicht immer deutlich abzulesen; da nur diejenigen Teile des Bildes, wo sich die Kurven übereinander lagern, ganz deutlich zum Vorschein kommen. Der Einfluß

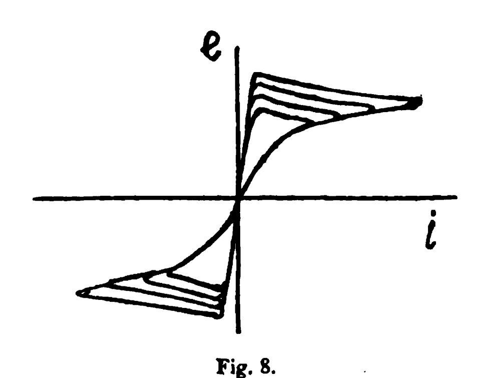


Fig. 8.

verschiedener Versuchsbedingungen auf die Spannungsgröße ist nicht mit Bestimmtheit festzustellen, da sich über diese Wirkungen immer der Einfluß der Stromamplitude lagert. Auch ist das Versuchsmaterial noch nicht ausreichend, um die quantitative Seite der Frage zu beleuchten.

Noch merkwürdiger gestalten sich die Erscheinungen bei noch höheren Schwingungszahlen, die über 10^6 hinausreichen. Die kleinste Wellenlänge, die zur Untersuchung gelangte, var ca. 100 m (Schwingungszahl ca. $3 \cdot 10^6$). Die Spannungskurven weichen noch mehr von der uerst besprochenen Form und scheinen einer edämpften Sinuskurve sich zu nähern (Fig. 9).

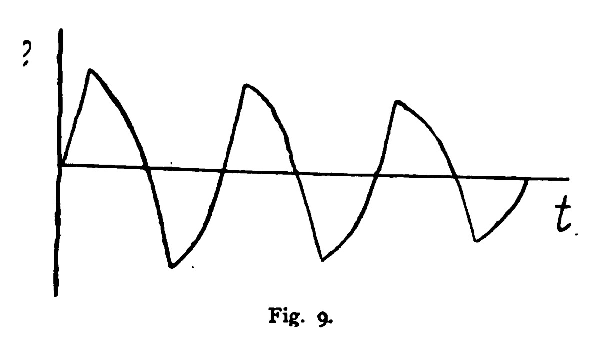


Fig. 9.

e Kurven sind allerdings etwas asymmetrisch; Spannung steigt etwas schneller an, als sie hher abnimmt, und eine Ähnlichkeit mit 1 beschriebenen Übergangsformen ist diesen rven nicht abzusprechen. Doch kann jetzt einer auch nur nahezu konstanten Spanıg gar nicht mehr die Rede sein. Die Amuden der Spannungskurven nehmen auch tlich ab, und zwar bei den ersten Schwingen fast genau in demselben Verhältnis, wie der Stromkurve. Der Funkenwiderstand int bei diesen hohen Schwingungszahlen reelle Bedeutung zu gewinnen und sich r konstanten Größe zu nähern. An den rakteristiken zeigt sich dieses Verhalten der censtrecke sehr ausgeprägt. Läßt man zuauf den Kathodenstrahl nur den Strom irken, so entsteht auf dem Schirm eine de Linie; schaltet man aber jetzt parallel ler Funkenstrecke den Kondensator der inschen Röhre ein, so kommt noch die nungsablenkung hinzu, und man könnte bei ersten Anblick des Kurvenbildes, das entsteht, sagen, daß es auch eine gerade sei, die nur um einen Winkel gegen die re gedreht ist, was der Charakteristik eines anten Widerstands entspräche. Sieht man diese Kurven aber genau an (vgl. Fig. 10), idet man, daß es sich hier nur um eine herung handelt, und daß die Kurven eine chkeit mit den Übergangsformen nicht verloren haben. Die Spannung steigt erst

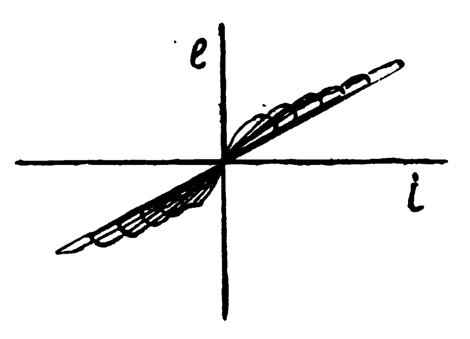


Fig. 10.

etwas schneller an und zwar desto schneller, je kleiner die Stromamplitude ist, um dann mit dem Strom fast im konstanten Verhältnis abzufallen. Ich kann noch nicht mit Bestimmtheit sagen, ob die Spannungsamplitude in den von mir untersuchten Fällen bis auf Null abnimmt, oder auch bei den kleinsten Stromwerten noch einen endlichen Wert behält. Der Schluß aber ist unabweisbar, daß hier eine bestimmte Tendenz vorliegt, nach der bei höheren Schwingungszahlen der Funkenwiderstand einem konstanten Wert zustrebt. Und dieser Wert dürfte bei Schwingungszahlen die nicht erheblich über den von mir benutzten liegen, schon erreicht werden.

2. Verlauf der Stromstärke.

Alle die Resultate, welche durch die Untersuchung der Spannungskurven und Charakteristiken gefunden wurden, werden durch die später erhaltenen Stromkurvenbilder noch bestätigt. Je nach der Geschwindigkeit, mit der der Fleck durch die aperiodische Entladung bewegt wird, können auch die Kurven mehr oder weniger ausgezogen werden. Es sind allerdings gedämpfte sinusartige Kurven, aber wegen der häufig auftretenden Verzerrung des elektrostatischen Feldes erleiden auch die Kurvenbilder manchmal eigentümliche Veränderungen Die Scheitelpunkte der Kurven können aber doch dazu benutzt werden, um die Abnahme der Stromamplituden und des Schwingungsdekrements zu bestimmen. Es ergaben sich dabei verschiedene Arten von Schwingungsdämpfungen, je nach den Frequenzen mit welchen man zu tun hat.

Bei kleineren Schwingungszahlen nehmen die Amplituden fast linear ab. Würden dabei keine anderen Energieverluste, als die durch das Vorhandensein der Funkenstrecke bedingten da sein, so müßte dieses Gesetz noch strenger befolgt werden, da in diesen Fällen die Spannung im Funken konstant bleibt. Allerdings wachsen die Dekrementwerte, wenn man sie für jede Periode einzeln aus dem Verhältnis zweier aneinander folgenden Amplituden be-

rechnet, stark in die Höhe, wie aus folgender Tabelle zu ersehen ist.

Tabelle IV.

$\lambda = 5300$	$L = 1600$	$C = 4800$	$f = 3$
A	γ	A	γ
46,5	0,087	52,2	0,076
42,5	0,089	48,5	0,078
38,8	0,092	44,7	0,084
35,3	0,103	41,0	0,082
31,8	0,116	37,7	0,086
28,3	0,114	34,5	0,082
25,3	0,113	31,7	0,092
22,6	0,122	28,9	0,101
20,0	0,128	26,1	0,113
17,6	0,141	23,3	0,119
15,3	0,163	20,7	0,140
13,0	0,187	—	—

Es sind hier die Resultate zweier Versuche wiedergegeben, welche bei nahezu gleichen Versuchsbedingungen ausgeführt waren. Unter A sind die Amplitudenwerte in willkürlichen Einheiten ausgedrückt, unter γ die entsprechenden Dekrementwerte angegeben. Das Dekrement steigt besonders schnell bei kleineren Amplituden an, bei denen die relative Abnahme derselben groß wird. Man sieht aus der Tabelle, daß man es hier mit keinem konstanten Dekrementwert zu tun hat und daß bei diesen Schwingungszahlen alle Versuchsmethoden, welche sich auf eine Annahme eines solchen Wertes stützen, unbrauchbar werden.

Bei höheren Schwingungszahlen, wo die Spannungskurve eine der Übergangsformen hat, ist auch die Amplitudenkurve stärker gekrümmt und weicht von dem geradlinigen Verlauf noch mehr ab. Das Dekrement nimmt zwar auch bei Abnahme der Amplituden bedeutend zu, aber nicht in demselben Maße, wie in der Tabelle IV. Dieses Resultat ist in der Tabelle V wiedergegeben.

Tabelle V.

$\lambda = 1400$ $C = 4800$ $L = 120$ $f = 2$						
A	82	76	70,2	64,5	59	54
γ	0,072	0,076	0,080	0,083	0,087	0,089

$\lambda = 1400$ $C = 4800$ $L = 120$ $f = 2$					
A	49,5	45	41	37	33
γ	0,092	0,094	0,101	0,105	0,105

Bei noch höheren Schwingungszahlen ist die Zunahme des Schwingungsdekrementes noch kleiner und bei der kleinsten untersuchten Wellenlänge (100 m) ist diese Zunahme nicht mehr zu konstatieren. Auch die Amplitudenkurve wird einer Exponentialkurve sehr ähnlich, und darin findet man eine Bestätigung der früher ausgesprochenen Ansicht, daß bei hinlänglich großen Schwingungszahlen der Funken als ein Leiter zu betrachten ist, der das Ohmsche Gesetz befolgt.

Die folgenden Tabellen sind aus einigen Versuchen mit Wellenlängen 170 resp. 100 m-Längen erhalten.

Tabelle VI.

$\lambda = 170$ $L = 7$ $C = 1200$ $f = 2{,}5$					
A	γ	A	γ	A	γ
94,5	0,096	82,5	0,095	71	0,094
85,7	0,092	78	0,097	64	0,094
78	0,097	68	0,098	58	0,094
70,7	0,098	61,5	0,101	53	0,092
64	0,093	35,5	0,104	48,2	0,089
58,2	0,096	56	0,104	44	0,094
52,8	0,098	45	0,104	40	0,092
47,8	0,097	40,5	0,106	36,4	0,097
43,5	0,108	36,4	0,107		
39	0,107	32,6	0,105		
35	0,104	29,3	0,107		
31,5	0,105	26,3	0,105		

In dieser Tabelle ist noch ein schwaches Ansteigen des Dekrementwertes zu bemerken; bei der kürzeren Wellenlänge ist, wie die nachstehende Tabelle zeigt, auch diese schwache Zunahme verschwunden.

Tabelle VII.

$\lambda = 100$ $L = 7$ $C = 400$ $f = 2-2{,}5$					
A	γ	A	γ	A	γ
73	0,146	61	0,141	77,5	0,130
55	0,143	53	0,142	68	0,130
41,5	0,145	46	0,140	59,7	0,125
31,0	0,148	40	0,148	52,7	0,136
23	0,149	34,5	0,150	46	0,140
17	0,135	29,7	0,145	40	0,134
13	0,137	25,7	0,147		
10	0,143	22,2	0,145		
7,5		19,2	0,145		

In der ersten Spalte der Tabelle VII sind nur Amplitudenwerte angegeben, welche durch zwei Schwingungsperioden getrennt sind; es ist aus ihnen der Mittelwert des Dekrements für je zwei Perioden berechnet.

Dieses Verhalten der Schwingungen bei verschiedenen Schwingungszahlen ist auf der Fig. 11 graphisch dargestellt. Als Abszissen sind hier relative Amplitudenwerte aufgetragen, wobei der größten Amplitude in jedem Versuch der Wert 1 beigelegt wird; die übrigen sind als Bruchteile dieser Einheit ausgedrückt. Auf der Ordinatenachse sind die entsprechenden Dekrementwerte aufgetragen.

Schlußbemerkungen:

Es scheint durch diese Versuche endgültig festgestellt zu sein, daß im allgemeinen von

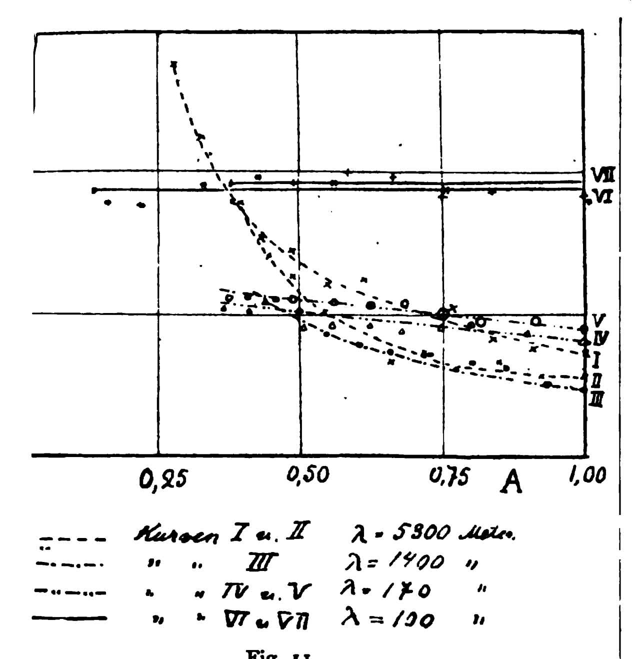


Fig. 11.

ıem Funkenwiderstand nicht die Rede sein nn, wie auch von einem Widerstande des chtbogens schlechthin jetzt nicht mehr ge-rochen werden darf. Es ist aber andrerseits : interessante Tatsache zum Vorschein ge-acht, daß in speziellen Fällen, nämlich bei ıen Frequenzen, die Funkenstrecke wie ein wöhnlicher Leiter betrachtet werden darf. r Übergang von der dem gewöhnlichen Licht-;en eigentümlichen Spannungskurve, wie sie der Fig. 4 wiedergegeben ist, zu einer ge-npften Sinuskurve vollzieht sich ziemlich nell; bei Schwingungszahlen, die sich nur eine Zehnerpotenz unterscheiden, können on ganz verschiedene Verhältnisse auf-en. Von diesem Standpunkte aus muß ı den gebräuchlichen Methoden, welche zur sung der dämpfenden Wirkung des Funkens ıen, mit einigem Mißtrauen gegenübertreten, sie nur in ganz speziellen Fällen das er-en, was man von ihnen verlangt. Dagegen lie von mir vorgeschlagene Methode von m Bedenken in dieser Hinsicht frei und läßt ı die Dämpfung der Schwingungen mit ge-:nder Genauigkeit bestimmen.

)aß sich die gefundenen Ergebnisse mit aus der Simonschen dynamischen Theorie Lichtbogens gezogenen Folgerungen im lang befinden, werde ich in der folgen-Mitteilung zeigen.

n übrigen bin ich damit beschäftigt, durch esetzte und erweiterte Versuche weiteres achtungsmaterial beizubringen.

öttingen, Institut für Angewandte Elek-it, Juli 1908.

(Eingegangen 23. Juli 1908.)

Zur Theorie des sogenannten Funkenwiderstands.

Von D. Roschansky.

Wie auch früher häufig angenommen wurde und wie aus der vorstehenden Mitteilung hervorgeht, ist der Funken bei einer oszillatorischen Entladung nichts anderes als ein Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz zwischen Metallelektroden. Somit konnte man versuchen, auf die von mir untersuchten Erscheinungen die von H. Th. Simon[1]) entwickelte dynamische Theorie des Lichtbogens anzuwenden, die theoretischen Ergebnisse mit den experimentell gefundenen zu vergleichen und daraus ein Urteil zu gewinnen, inwieweit diese Theorie, die sich bisher als durchaus brauchbar erwiesen hat, auch auf dem Gebiet der gedämpften Schwingungen hoher Frequenz Anwendung finden kann.

Da das von Simon gebrauchte graphische Verfahren gerade für den Fall der gedämpften Schwingungen etwas mühsam ist, so wird hier die Theorie in analytischer Form entwickelt; zumal ihre Folgerungen dadurch an Übersichtlichkeit gewinnen.

Ich verzichte hier auf eine Begründung und Deutung der Grundannahmen, welche in der zitierten Simonschen Arbeit zu finden sind, und werde einfach voraussetzen, daß die Lichtbogenvorgänge durch einen Parameter bestimmt werden, den ich im folgendem mit S bezeichne und der dem Produkt der Temperatur T mal Fläche F des negativen Kraters in der Simonschen Theorie entspricht. Über diesen Parameter werden folgende Annahmen gemacht.

1. Für einen statischen Zustand des Lichtbogens, das heißt, für einen Gleichstromlichtbogen soll die Größe S der Leistung im Lichtbogen proportional sein. Diese Beziehung gibt uns die erste Grundgleichung

$$ei = WS, \tag{I}$$

wo mit e und i die Spannung resp. Stromstärke bezeichnet werden und W ein hier nicht näher zu bestimmender Proportionalitätsfaktor ist. Für dynamische Zustände muß aber eine weitere Beziehung aufgestellt werden, die auch der Veränderung der Größe S Rechnung trägt. Es wird dieser Größe eine gewisse Trägheit zugeschrieben, so daß bei deren Veränderung eine gewisse Menge Energie verbraucht oder frei wird. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, muß in die Gleichung (I) noch ein Glied aufgenommen werden, das dem Differentialquotient der Größe S nach der Zeit proportional ist. Die Gleichung erhält dann die allgemeine Form

1) H. Th. Simon, diese Ztschr. 6, 297, 1905.

$$ei = WS + L\frac{dS}{dt},\qquad (\mathrm{I}')$$

wo L auch als konstant angenommen wird.

2. Der momentane Widerstand des Lichtbogens, worunter ich den Quotient $\frac{e}{i}$ verstehe, soll sowohl bei statischen wie auch bei dynamischen Zuständen nur von der Größe S abhängen. Diese Annahme führt zu der zweiten Grundgleichung

$$\frac{e}{i} = \varphi(S),\qquad (\mathrm{II})$$

in der $\varphi(S)$ eine Funktion ist, die weiter bestimmt werden soll.

Für oder gegen diese Annahmen läßt sich von vornherein streng genommen nichts aussagen. Erst der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen kann über ihre Gültigkeit entscheiden.

Um die Funktion $\varphi(S)$ zu bestimmen, werden wir die Gleichungen (I) und (II) auf den Gleichstromlichtbogen anwenden, für den die Beziehung zwischen Strom und Spannung durch die Ayrtonsche Formel ausgedrückt werden kann:

$$e = a + \frac{b}{i},\qquad (1)$$

wo a und b nur von der Bogenlänge und zwar linear abhängen. Die Gleichungen (I) und (II) erhalten dann folgende Form

$$ai + b = WS \qquad (2)$$

$$\frac{ai + b}{i^2} = \varphi(S). \qquad (3)$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich $\varphi(S)$ durch Elimination der Stromstärke i bestimmen

$$\varphi(S) = \frac{a^2 WS}{(WS - b)^2}. \qquad (4)$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung (II) ein, so kommt man zu folgender Beziehung:

$$e = \frac{a^2 WSi}{(WS - b)^2}, \qquad (5)$$

welche besagt, daß die Spannung nicht nur von der Stromstärke, sondern auch von dem Wert des Parameters S abhängt.

Unter Benutzung der Gleichungen (I') und (5) erhält man jetzt eine Differentialgleichung, aus der S zu bestimmen ist, sobald die Stromstärke i als Funktion der Zeit bekannt ist.

$$WS + L\frac{dS}{dt} = \frac{a^2 WS}{(WS - b)^2}\cdot i^2. \qquad (6)$$

Um die Integration dieser Gleichung möglich zu machen, soll in derselben eine Vereinfachung eingeführt werden und zwar unter Berücksichtigung der von WS angenommenen Werte. Aus der Gleichung (5) ergibt sich zunächst, daß WS immer größer als b sein muß, da sonst die Spannung unendlich groß werden könnte. Denn die Gleichung (6) zeigt, daß im günstigsten Fall, wo i und $WS - b$ zugleich sich dem Nullwert nähern, die Größenordnung derselben die gleiche ist. Es muß demnach der Quotient

$$\frac{i}{(WS - b)^2}$$

in der Gleichung (5) ins Unendliche wachsen, wenn WS sich dem Werte b nähert. Bei der oszillatorischen Entladung kommen meistens sehr beträchtliche Leistungen und Stromstärken vor, und es kann im allgemeinen angenommen werden, daß WS während des Verlaufs der Schwingungen nicht unter einen Wert sinkt, der noch als sehr groß im Verhältnis zu b zu betrachten ist. Für kleinere Amplituden, wie sie bei gedämpften Schwingungen stets vorhanden sind und namentlich bei niedrigen Frequenzen auftreten, muß der Einfluß der Größe b berücksichtigt werden.

In erster Annäherung soll also angenommen werden, daß die Größe b neben WS vernachlässigt werden kann. Dann erhält die rechte Seite der Gleichung (6) eine einfache Form, welche die Integration derselben möglich macht. Setzt man nämlich $(WS)^2 = Y$, so geht die Gleichung (6) in eine lineare mit konstanten Koeffizienten über:

$$Y + \frac{L}{2W}\frac{dY}{dt} = a^2 i^2. \qquad (7)$$

Die Integration dieser Gleichung kann ausgeführt werden, wenn i als Funktion der Zeit bekannt ist. Was den periodischen Anteil der Stromfunktion anbetrifft, so kann er ohne weiteres einer einfachen harmonischen Funktion gleichgesetzt werden. Der andere aber, der die Abnahme der Schwingungsamplituden bestimmt, fällt je nach dem Verlauf der Spannung am Funken verschieden aus. Qualitativ führen aber alle hier möglichen Annahmen über das Gesetz, nach dem die Schwingungen abklingen, zu ähnlichen Resultaten, so daß wesentlich die Frage der Zweckmäßigkeit über das zu wählende Gesetz entscheidet. Am übersichtlichsten gestalten sich die Rechnungen, wenn angenommen wird, daß die Amplituden nach einem Exponentialgesetz abnehmen, was auch um so näher die Tatsachen trifft, je mehr die Energieverluste in den übrigen Teilen des Schwingungskreises die im Funken auftretenden überwiegen. Wir setzen also im folgenden

$$i = i_0\,\varepsilon^{-\alpha t}\sin\omega t. \qquad (8)$$

Bei dieser Annahme erhält man für Y folgende lineare Differentialgleichung

$$Y + \frac{L}{2W}\frac{dY}{dt} = a^2 i_0^2\,\varepsilon^{-2\alpha t}\cdot\sin^2\omega t. \qquad (9)$$

Wenn $\frac{W}{L}$ nicht gleich a ist, dann ist die allgemeine Lösung dieser Gleichung

$$Y = C\varepsilon^{-\frac{2W}{L}t} + \frac{a^2 i_0^2 \varepsilon^{-2at}}{2\left(1 - \frac{aL}{W}\right)}(1 - \sin\psi \sin(2\omega t + \psi)) \qquad (10)$$

wo ψ durch die Gleichung

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\frac{W}{L} - a}{\omega} \qquad (11)$$

definiert ist.

Die Integrationskonstante C ist so zu bestimmen, daß für den Anfangszustand $Y_0 = 0$ ist. Dann kann die Lösung in folgender Form geschrieben werden

$$Y = \frac{a^2 i_0^2 \varepsilon^{-2at}}{2\left(1 - \frac{aL}{W}\right)}\{1 - \sin\psi \sin(2\omega t + \psi) - \cos^2\psi\, \varepsilon^{-2\operatorname{tg}\psi \cdot \omega t}\}. \qquad (12)$$

Der Verlauf der Größe Y hängt von dem Winkel ψ ab, und dieser ist nach der Gleichung (11) von der Frequenz abhängig. Die Gleichung (11) kann in folgender Form geschrieben werden

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{W}{L\omega} - \frac{\gamma}{2\pi}, \qquad (11')$$

wo γ das logarithmische Dekrement der Schwingungen ist. In allen praktisch wichtigen Fällen ist γ ein Bruchteil der Einheit, so daß das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (11') im allgemeinen sehr klein gegen eins angenommen werden kann. Man sieht daraus, daß, wenn $\operatorname{tg}\psi$ selbst nicht sehr klein ist, daß dann das zweite Glied auf die Größe des Winkels ψ fast gar keinen Einfluß hat. Aus demselben Grunde ist in diesem Fall

$$\frac{\gamma\omega}{2\pi} \cdot \frac{L}{W} = \frac{aL}{W}$$

klein gegen eins. Es sei noch bemerkt, daß der Ausdruck

$$2\operatorname{tg}\psi \cdot \omega t = 4\pi \cdot \operatorname{tg}\psi \cdot \frac{t}{T},$$

der in der Gleichung (12) auftritt, in diesen Fällen schon während der ersten Schwingungen viel größer als eins wird und daß daher das letzte Glied in den Klammern des Ausdrucks (12) sehr bald verschwindend klein wird.

Nach diesen Auseinandersetzungen können wir die Lösung (12) in der folgenden Form benutzen

$$Y = (WS)^2 = \frac{a^2 i_0^2 \varepsilon^{-2at}}{2}\{1 - \sin\psi \sin(2\omega t + \psi)\}. \qquad (12')$$

Setzt man den aus dieser Formel gewonnenen Ausdruck für WS in die Gleichung (5), immer noch unter Vernachlässigung der Konstante b, so wird die Spannung e durch folgende Funktion dargestellt

$$e = \frac{a\sqrt{2} \cdot \sin\omega t}{\sqrt{1 - \sin\psi \sin(2\omega t + \psi)}}. \qquad (13)$$

Für kleinere Frequenzen nähert sich ψ seinem Grenzwert $\frac{\pi}{2}$ und $\operatorname{tg}\psi$ nimmt beträchtliche Werte an. Für den Grenzfall $\psi = \frac{\pi}{2}$, der dem statischen Zustand des Lichtbogens ($\omega = 0$) entspricht, ist

$$e = a,$$

was auch aus der Ayrtonschen Formel folgt, wenn das zweite Glied auf der rechten Seite in (1) vernachlässigt wird. Bei niedrigen Frequenzen ist also die Spannung nahezu konstant und gleich a. Es kann aber gerade in diesem Fall die Konstante b nicht ganz vernachlässigt werden, denn WS schwingt fast in Phase mit i und wird bei verschwindenden Stromstärken sehr klein. Indessen läßt sich leicht übersehen, daß dieser Fall dem statischen Zustand nahe kommt, daß also für kleine Werte von i die Spannung viel größer als a werden muß, dagegen bei größeren Werten der Stromstärke durch die Formel (13) ausgedrückt werden kann.

Nun zeigen die experimentell erhaltenen Kurven bei größeren Wellenlängen (über 2000 m), daß die Spannung während des größten Teils der Schwingungsdauer als konstant und von der Schwingungsperiode, Kapazität, Selbstinduktion und Stromstärke fast unabhängig ist, und daß sich nur im Bereich der kleinen Stromamplituden eine deutliche Abweichung der Spannungsgröße von diesem mittleren konstanten Wert e_m bemerkbar macht[1]).

Um nunmehr die theoretischen Folgerungen mit den Versuchsergebnissen zu vergleichen, sind die zugehörigen Werte der Spannung und Stromstärke aus der Formel (13) und aus der angenommenen Stromfunktion berechnet, unter der Voraussetzung, daß $\psi = 85^0$ ist und

$$\operatorname{tg}\psi = 11{,}4.$$

Aus den berechneten Werten konnte die Spannungskurve (Fig. 1) und die dynamische Cha-

1) Vgl. vorstehende Mitteilung Fig. 4 und 5.

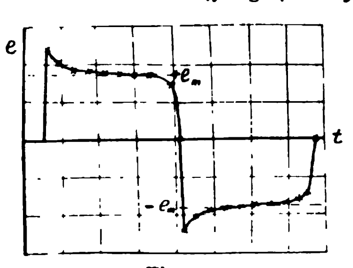


Fig. 1.

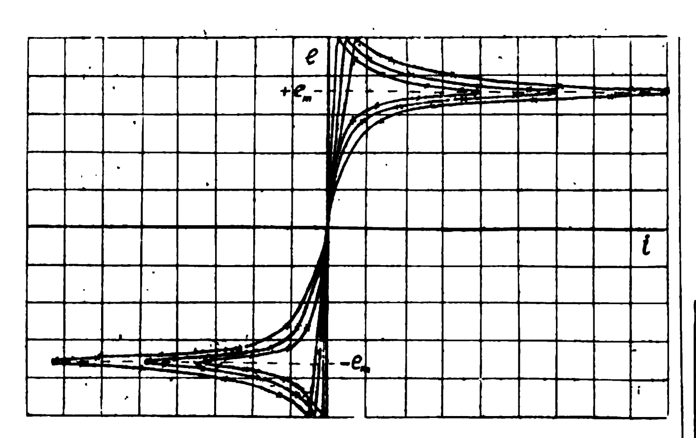


Fig. 2.

rakteristik (Fig. 2) des Funkens für den entsprechenden Fall konstruiert werden. Es zeigt sich, daß sie den beobachteten sehr ähnlich sind. Der Ausdruck (13) zeigt auch, daß der mittlere Spannungswert nur von a, d. h. von der Funkenlänge und dem Elektrodenmaterial abhängen kann.

Bei kleineren Stromstärken, deren Bereich auf den beobachteten Kurven nur bei starker Dämpfung der Schwingungen zum Vorschein kam, ist aber die Größe b gegen WS nicht mehr als verschwindend klein anzunehmen. Um deren Einfluß auf die mittlere Spannung zu übersehen, setzen wir den aus (12) gewonnenen Ausdruck für WS in die Gleichung (5). Es kann jetzt der Verlauf der Spannung e' bei kleineren Amplituden durch folgende Formel dargestellt werden:

$$e' = \frac{e}{[1 - \varepsilon^{\alpha t}\, \Psi(t)]^2}, \qquad (14)$$

in der e durch den Ausdruck (13) ersetzt werden muß und zur Abkürzung

$$\frac{b\sqrt{2}}{a i_0 \sqrt{1 - \sin\psi \sin(2\omega t + \psi)}} = \Psi(t)$$

gesetzt ist.

Da $\Psi(t)$ eine periodische Funktion der Zeit ist, so nimmt der Nenner auf der rechten Seite der Gleichung (14), bei Abnahme der Schwingungsamplituden ab und die mittlere Spannung e'_m muß ansteigen, was auch mit den Beobachtungen im Einklang ist[1]).

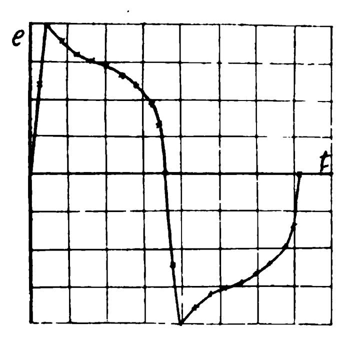


Fig. 3.

Bei höheren Frequenzen muß $\operatorname{tg}\psi$ und ψ abnehmen und es ist zu erwarten, daß die Theorie hier auch Spannungskurven angibt, die den tatsächlich beobachteten nahe kommen. In den Fig. 3 u. 4 und Fig. 5 u. 6 sind zwei Arten

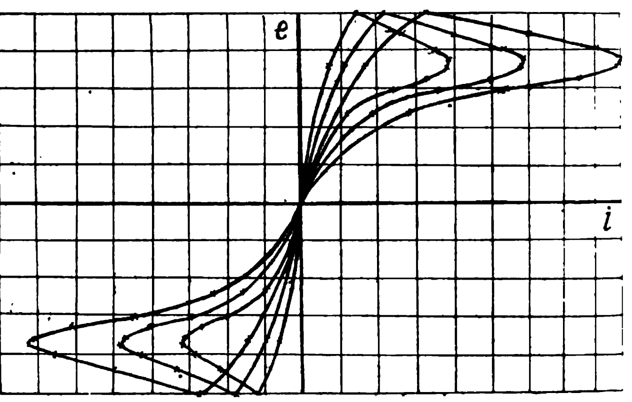


Fig. 4.

der Kurven dargestellt. In dem einen Fall ist $\psi = 70^0$, in dem zweiten $\psi = 25^0$ angenommen.

1) Loc. cit. s. Fig. 6.

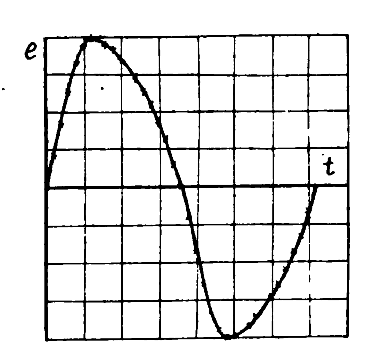


Fig. 5.

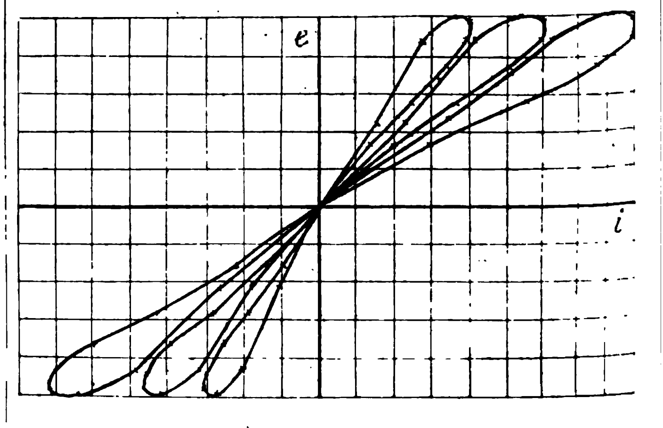


Fig. 6.

Der erste Fall soll einer Frequenz entsprechen, die ca. 4 mal so groß ist ($\mathrm{tg}\,\psi = 2{,}83$), wie in dem früher behandelten Beispiel; in dem zweiten Fall soll die Frequenz ca. 24 mal so groß sein ($\mathrm{tg}\,\psi = 0{,}467$). Würde der erste Fall einer Wellenlänge von ca. 1000 m entsprechen, so entspricht der andere einer Wellenlänge von ca. 170 m. Das sind fast genau die von mir untersuchten Frequenzen. Und wie der Vergleich mit den beobachteten Kurven[1]) zeigt, ist der Verlauf der Spannung durch die Theorie sehr genau dargestellt.

In allen diesen Fällen ist die Spannung nach (13) von der Stromamplitude unabhängig, die Spannungskurve müßte also nach der Theorie durch eine ungedämpfte Kurve dargestellt werden. Nur in dem letzten Fall ($\psi = 25^0$) ist der Ausdruck (13) während der ersten Schwingungen durch einen allgemeineren nach der Formel (12) zu ersetzen. Aber nach Verlauf der ersten 2 Perioden werden schon die Abweichungen von der Formel (12) unmerklich klein. Die Versuche ergeben aber, daß schon bei den Wellenlängen, die bei 1000 m liegen, eine deutliche Abnahme der Spannungsamplituden bei den ersten Schwingungen bemerkbar ist, und daß bei noch kleineren Wellenlängen (170 m) die Spannungsamplituden in dem ganzen beobachteten Bereich sehr merklich abnehmen. Eine solche Abhängigkeit der Spannungsgröße von der Stromamplitude ist durch die Theorie nicht erklärt, und es ist zu vermuten, daß diese Erscheinung von einem Faktor herrührt, der durch die vorliegende Theorie nicht berücksichtigt ist. In welchem Sinne dieselbe modifiziert werden muß, um auch in dieser Hinsicht mit der Erfahrung in Einklang gebracht zu werden, läßt sich zurzeit nicht ermitteln.

Dagegen führt die Theorie zu einer gedämpften Spannungskurve bei verschwindend kleinen Werten von ψ. Wir werden hier noch den Fall behandeln, wenn $\psi = 0$ ist, d. h. wenn

$$\frac{W}{L\omega} = \frac{\gamma}{2\pi}.$$

Wenn $\gamma = 0{,}1$ angenommen wird, so würde dieser Fall nach der früher gefundenen Übereinstimmung ($\psi = 25^0$ und $\lambda = 170$ m) nur bei einer Wellenlänge von ca. 5—6 m auftreten.

Das allgemeine Integral der Gleichung (9) ist für diesen Fall

$$Y = \varepsilon^{-2\alpha t}\left[C + a^2 i_0^2 \alpha\left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right)\right].$$

Nach der früher benutzten Anfangsbedingung $Y_0 = 0$ ist auch $C = 0$; und es nimmt dann die Lösung folgende Form an:

$$Y = (WS)^2 = a^2 i_0^2 \alpha \varepsilon^{-2\alpha t}\left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right), \quad (15)$$

woraus

$$WS = a i_0 \sqrt{\alpha}\cdot\varepsilon^{-\alpha t}\sqrt{t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}}$$

gefunden wird. Der Spannungsverlauf wird also durch die Gleichung

$$e = \frac{a}{\sqrt{\alpha}}\cdot\frac{\sin\omega t}{\sqrt{t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}}} \quad (16)$$

dargestellt, welches durch Einführung des logarithmischen Dekrements γ auch folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$e = a\sqrt{\frac{4\pi}{\gamma}}\cdot\frac{\sin\omega t}{\sqrt{\frac{4\pi t}{T} - \sin 2\omega t}}. \quad (16')$$

Der periodische Teil der Spannungsfunktion ist in diesem Fall einfach harmonisch; der im Nenner unter dem Wurzelzeichen sich befindende Ausdruck bestimmt die Abnahme der Spannungsamplituden. Die Spannungskurve ist eine gedämpfte Sinuskurve, aber die Abnahme der Amplituden geschieht nicht nach dem Exponentialgesetz. Im Anfangszustand für $t = 0$, ist die Spannung unendlich groß, fällt aber während der ersten Halbperiode schnell ab, um dann um den Nullwert periodische Schwingungen auszuführen. Der Einfluß des periodischen Gliedes im Nenner wird bald gegenüber dem aperiodischen verschwindend klein, so daß der weitere Verlauf der Spannung durch die Formel

$$e = \frac{a}{\sqrt{\gamma}}\cdot\frac{\sin\omega t}{\sqrt{\frac{t}{T}}}$$

ausgedrückt werden kann. Wenn man in diesem Fall $\frac{e}{i}$ als den Widerstand des Funkens definiert, so zeigt sich, daß diese Größe nicht konstant, sondern durch die Funktion

$$\frac{e}{i} = \frac{a}{i_0\sqrt{\gamma}}\cdot\frac{\varepsilon^{\gamma\frac{t}{T}}}{\sqrt{\frac{t}{T}}}$$

dargestellt wird. Diese Funktion hat einen Minimumwert bei $\frac{t}{T} = \frac{1}{\gamma}$, d. h. der Widerstand im Funken fällt zuerst ab, bis er gleich $\frac{a\varepsilon}{i_0}$ wird, um dann wieder anzusteigen. Es läßt sich auch beurteilen, wie die Spannung für Schwingungen verläuft, die in dem Bereich zwischen $\psi = 25$ und $\psi = 0$ liegen. Je kleiner der Winkel ψ ist, desto stärker ist die Abnahme der Spannungsamplituden bemerkbar, die zuerst nur bei

1) Loc. cit. s. Fig. 7, 8, 9 und 10.

den ersten Schwingungen auftritt und dann sich mehr und mehr auf die übrigen ausdehnt. Der periodische Anteil der Spannungsfunktion kann in diesem Bereich durch eine Sinusfunktion genügend genau dargestellt werden.

Es sei noch bemerkt, daß bei noch höheren Frequenzen, bei denen ψ negativ wird, die Veränderung des Widerstandes des Funkens, der wie oben definiert ist, in demselben Sinne stattfindet: beim Abklingen der Schwingungen nimmt der Widerstand zuerst ab, um endlich wieder schwach anzusteigen.

Wir wollen noch einige Betrachtungen anstellen über den Einfluß des Spannungsverlaufs auf die Größe des logarithmischen Dekrements der Schwingung, welches wir in der üblichen Weise aus dem Verhältnisse zweier um eine halbe Periode voneinander abstehenden Amplituden bestimmen wollen. Wir betrachten zu diesem Zweck die allgemeine Differentialgleichung der Schwingungen

$$L\frac{di}{dt} + Ri + e = V, \qquad (17)$$

wo mit L, R und V, die Selbstinduktion, resp. der Widerstand des Kreises und die Spannung an der Kapazität C bezeichnet sind; die übrigen Bezeichnungen haben denselben Sinn wie früher.

Es möge die Lösung dieser Gleichung durch folgende Funktion gegeben sein

$$i = i_0 f(t) \sin \omega(t), \qquad (18)$$

wo $f(t)$ eine gewisse abnehmende Funktion der Zeit ist. Wir multiplizieren die beiden Seiten der Gleichung (17) mit $i\,dt$ und integrieren über eine Halbperiode, die zwischen den Zeitpunkten t und t_{n+1} liegt, welche durch folgende Bedingungen definiert sind:

$$t_{n+1} - t_n = \frac{T}{2},$$

wo T eine ganze Periode ist, und

$$V(t_{n+1}) = V(t_n) = 0.$$

Daraus kann angenähert gefunden werden, daß

$$t_n = \frac{(2n+1)\,T}{2}$$

ist. Es ergibt sich dann, daß

$$L(i_n^2 - i_{n+1}^2) = 2\int_{t_n}^{t_{n+1}} (Ri^2 + ei)\,dt$$

ist, wobei gesetzt wird

$$i_n = i_0 f(t_n). \qquad (18')$$

Durch leichte Umformung wird dann gefunden

$$-2\gamma^n = -ln\frac{i_n^2}{i_{n+1}^2}$$

$$= ln\left[1 - \frac{2}{Li^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} (Ri^2 + ei)\,dt\right].$$

Wenn das logarithmische Dekrement klein im Verhältnis zu eins ist, so ist es möglich, den Logarithmus der Summe auf der rechten Seite nach den Potenzen des Integrals zu entwickeln und aus dieser Entwicklung nur das erste Glied zu behalten. Dann ist

$$\gamma_n = \frac{1}{Li_n^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} (Ri^2 + ei)\,dt. \qquad (19)$$

Man sieht dabei, daß das logarithmische Dekrement γ_n durch die Addition zweier Größen entsteht, von denen die eine $\gamma_{R,n}$ von dem Widerstand des Kreises und die zweite $\gamma_{e,n}$ von dem Einfluß der Funkenstrecke herrührt. Betrachten wir zuerst den ersten Anteil des Dekrements

$$\gamma_{R,n} = \frac{1}{Li_n^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} Ri^2\,dt.$$

Setzt man hier statt i und i_n ihre Ausdrücke aus (18) und (18'), so bekommt man

$$\gamma_{R,n} = \frac{Rf^2(t_n')}{Lf^2(t_n)} \cdot \int_{t_n}^{t_{n+1}} \sin^2 \omega t\,dt.$$

Dabei ist der Mittelwert von $f^2(t)$ aus dem Integral herausgetragen. Da diese Funktion stetig abnimmt, so ist

$$t_n < t_n' < t_{n+1}.$$

Wenn die Dämpfung der Schwingungen nicht beträchtlich ist, so unterscheiden sich die Werte der Funktion $f(t)$ für die Argumentwerte t_n und t_n' nur unbedeutend, und man erhält den angenäherten Ausdruck für $\gamma_{R,n}$, wenn man

$$f^2(t_n') = f^2(t_n) \text{ und } T = 2\pi\sqrt{LC}$$

setzt, in der bekannten Form

$$\gamma_{R,n} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Daraus sieht man, daß bei beliebiger Art der Dämpfung der Stromschwingungen, wenn nur dieselbe nicht zu stark ist, der Anteil des Dekrements, welcher von dem konstanten Widerstand des Kreises herrührt, von der Zeit unabhängig ist.

Wir wollen annehmen, daß die Spannung als Funktion der Zeit auch als ein Produkt zweier Funktionen dargestellt werden kann, einer aperiodischen $F(t)$ und einer periodischen $p(\omega t)$, deren Periode auch gleich T sein soll. Dann ergeben dieselben Betrachtungen, wie früher folgenden Ausdruck für $\gamma_{e,n}$

$$\gamma_{e,n} = \frac{f(t_n'')\,F(t_n'')}{Li_0 f^2(t_n)} \cdot \int_{t_n}^{t_{n+1}} p(\omega t) \sin \omega t\,dt.$$

Oder, da das Integral für jede Periode denselben Wert hat, welchen wir mit A bezeichnen wollen, und da angenähert $f(t_n'') = f(t_n)$ und $F(t_n'') = F(t_n)$ gesetzt werden kann, so folgt, daß

$$\gamma_{e,n} = \frac{A F(t_n)}{L i_0 f(t_n)}$$

ist. Es ergibt sich daraus, daß der Anteil des Dekrements, der von dem Funken herrührt, im allgemeinen nicht konstant ist. Nehmen nämlich die Spannungsamplituden schneller ab, als die Stromamplituden, so wird auch $\gamma_{e,n}$ mit der Zeit immer kleiner werden. Im entgegengesetzten Fall muß $\gamma_{e,n}$ mit der Zeit anwachsen. Im Spezialfall, wo die Spannungsamplituden nach demselben Gesetz abnehmen, wie die Stromamplituden, ist $\gamma_{e,n}$ und somit auch γ_n konstant. In einem anderen Fall, wo $F(t)$ = const., wo also die Spannungskurve ungedämpft ist, muß $\gamma_{e,n}$ nach demselben Gesetz unehmen, nach dem die Stromamplituden abehmen.

Aus den Messungen an den von mir eraltenen Stromkurven[1]), ergibt sich, daß bei edrigen Frequenzen das Dekrement mit der eit zunimmt, und daß diese Zunahme um so einer wird, je höher die Frequenz der Schwinıngen ist. Es läßt sich daraus auch der :hluß ziehen, daß in dem von mir untersuchten 'ellenbereich, die Spannungskurve von einer gedämpften periodischen in eine gedämpfte ergeht.

Was den Funkenwiderstand anbetrifft, wie ın ihn auch definieren mag, so lassen sich *ihn* einfache Gesetzmäßigkeiten nur dann nitteln, wenn die verschiedenen Versuchsdingungen und Konstanten des Schwingungs:ises so variiert werden, daß dabei die Frequenz Schwingungen ungeändert bleibt. Denn meine Versuchsergebnisse und die ent:kelte Theorie voraussehen lassen, ist die hängigkeit des Funkenwiderstandes von der :quenz der Schwingungen die komplizierteste allen anderen Beziehungen, die bisher auf ›erimentellem Wege untersucht wurden. Es 'en sich daher bisher auch keine einfachen ›etzmäßigkeiten aufstellen, da der Einfluß Frequenz stets unberücksichtigt blieb.

Zusammenfassung.

1. Die Anwendung der Simonschen dyna:hen Lichtbogentheorie auf die oszillatorische kenentladung erlaubt den Spannungsverlauf 'unken theoretisch abzuleiten. Ein Vergleich den experimentellen Ergebnissen zeigt eine ·aus befriedigende Übereinstimmung der retisch abgeleiteten Form der Spannungskurve mit der experimentell gefundenen, wie auch ihrer Abhängigkeit von der Frequenz.

2. Dagegen wird die Abnahme der Spannungsamplituden bei höheren Frequenzen von der Theorie zwar vorausgesehen, sie findet aber in Wirklichkeit schon bei tieferen Frequenzen statt, als es von der Theorie verlangt wird.

3. Die Zunahme des Dekrements bei niedrigen Frequenzen und die Konstanz desselben bei den höchsten von mir untersuchten ($\lambda = 100$ m) bestätigt, daß bei niedrigen Frequenzen die Spannung von der Stromamplitude unabhängig ist, und daß bei Steigerung der Frequenz die Dämpfung in der Spannungskurve immer mehr ausgeprägt wird.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

(Eingegangen 3. August 1908.)

[1]) Loc. cit. s. Fig. 11.

Zur Theorie der Dispersion.

Von L. Mandelstam.

Ein Ergebnis der Dispersionstheorie des Herrn Planck habe ich bestritten und es hat deswegen in dieser Zeitschrift eine Diskussion zwischen Herrn Planck und mir stattgefunden[1]). Es handelt sich dabei, wie ich nochmals hervorheben will, nicht um die rechnerische Korrektion eines unwesentlichen Punktes, sondern um die prinzipielle Frage, ob unter den über das Medium gemachten Voraussetzungen eine Zerstreuung der Strahlung, welche wie eine Extinktion in Erscheinung tritt, entstehen kann. Ich erlaube mir deswegen noch einmal das Wort zu ergreifen. Das wesentliche Resultat der Theorie des Herrn Planck läßt sich wie folgt aussprechen[2]): Geht eine Lichtwelle durch ein optisch homogenes Medium hindurch, so wird ein Teil der Energie von den elementaren Resonatoren zerstreut. Die zerstreute Energie ist gleich der Summe der Energien, welche jeder Resonator nach Maßgabe seiner Schwingung durch Strahlung emittieren würde, falls er sich allein im Felde befände. Dadurch entsteht eine Extinktion, die man als Absorption deuten kann.

Die optische Homogenität ist von Herrn Planck vorausgesetzt[3]). Gleichzeitig ist vorausgesetzt, daß die Dimensionen der Resonatoren verschwindend klein gegen ihre Entfernungen sind[4]).

Mathematisch ist diese Extinktion bedingt

1) L. Mandelstam, diese Zeitschr. **8**, 608, 1907 und **9**, 308, 1908; M. Planck, diese Zeitschr. **8**, 906, 1907 und **9**, 354, 1908.

2) M. Planck, Sitzungsber. der Königl. Preuß. Akademie der Wissensch. **22**, 746, 1904.

3) M. Planck, Sitzungsber. der Königl. Preuß. Akademie der Wissensch. **22**, 479, 1902.

4) M. Planck, daselbst, S. 482.

durch das Auftreten des Gliedes $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$ in der Schwingungsgleichung eines elektromagnetischen Resonators, welcher unter dem Einflusse eines äußern Feldes steht.

Die Diskussion betrifft nun die Frage: steht dieses Glied zu Recht in der Gleichung oder nicht.

Ich habe gezeigt[1]), daß das Glied $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$ nur durch ein Versehen bei Herrn Planck hereinkommt und bei richtiger Rechnung herausfällt. Es sei nochmals ausdrücklich betont, daß die Rechnungen des Herrn Planck und die meinigen denselben Grad der Genauigkeit, nämlich bis zu der Größenordnung der Glieder mit $\dddot{p}$ beanspruchen. Das heißt also: bei der von Herrn Planck und mir angestrebten Genauigkeit ist das Resultat des Herrn Planck unrichtig. Seine Theorie gibt keine Extinktion der von ihm behaupteten Größenordnung.

Herr Planck hat nun erwidert, seine Gleichung sei trotz meines Einwandes richtig, man müsse nur berücksichtigen, daß verschiedene Resonatoren auch verschiedene — in der Phase verschobene — Momente besitzen. D. h. also: das verschwundene Glied $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$ trete dann wieder in der Gleichung auf. Herr Planck hat seine Rechnungsweise nur angedeutet[2]). So wie ich die Andeutung verstanden habe, habe ich die Rechnung durchgeführt, bin aber dabei wieder zu meinem Resultat und nicht zu dem des Herrn Planck gelangt, wie ich es auch in der Fußnote zu meinem zweiten Aufsatze mitgeteilt habe[3]).

Unabhängig von dieser Rechnungsweise wird der Einwand des Herrn Planck dadurch widerlegt, daß man die von dem fraglichen Gliede freie Schwingungsgleichung des Resonators, wie ich in meiner zweiten Mitteilung gezeigt habe, in einer Form ableiten kann, aus der hervorgeht, daß die Momente der übrigen Resonatoren überhaupt nicht in Frage kommen.

Gegenüber diesem Sachverhalt ist mir die Kritik des Herrn Planck: „Leider hat Herr Mandelstam es aber unterlassen, auf eine Besprechung dieses Einwandes einzugehen;" und weiter: „statt auf den Inhalt meines Einwandes einzugehen, wählt Herr Mandelstam nunmehr eine andere Darstellung, welche er für physikalisch natürlicher hält . . . usw." nicht verständlich. Ich bin allerdings auf den Inhalt des Einwandes des Herrn Planck eingegangen, nur habe ich, wie schon oben bemerkt, nicht die von ihm angedeutete Rechnungsart befolgt, sondern eine andere Darstellung gewählt, von der ich sagte[1]), daß sie „zugleich den Einwand des Herrn Planck widerlegt: mein Resultat käme nur zustande infolge des Nichtbeachtens des Umstandes, daß die einzelnen Resonatoren ungleiche Momente besitzen."

Es würde zur Klärung der Sache wesentlich beitragen, wenn Herr Planck den Fehler in meinen Rechnungen aufdecken wollte, ähnlich wie ich es mir mit seiner Rechnung gestattet habe.

Wenn ferner Herr Planck sagt: „Denn das Moment p ist Funktion des Argumentes $t-\frac{x}{q}$, wobei x die Wellennormale, q die Phasengeschwindigkeit bedeutet, während Herr Mandelstam in seiner Rechnung das Moment p so behandelt, als ob es von t allein abhinge", so ist der zweite Teil dieses Satzes gerade durch den in meinem Aufsatze enthaltenen Beweis — solange er nicht als irrtümlich erwiesen ist — widerlegt. Ich habe dieses dort ausdrücklich betont, indem ich sagte: „Das wesentliche Resultat der ganzen Betrachtung liegt bereits in der Form der Gleichung (9). Aus ihr folgt daß in der Verknüpfungsgleichung zwischen $\bar{p}$ und $\bar{E}$ das Glied $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$, welches bei Herrn Planck die Extinktion bedingt, herausfällt und zwar unabhängig davon, ob die andern Resonatoren dasselbe Moment haben oder nicht."

Wenn anderseits Herr Planck angibt, daß er seine Gleichung jetzt doch wieder erhält, so kann ich nur annehmen, daß seine Ableitung nunmehr auf einer veränderten Grundlage beruht. Ob diese Vermutung zutrifft, läßt sich natürlich nur beurteilen, wenn Herr Planck seine Ableitung mitgeteilt hat.

1) L. Mandelstam, l. c. 8, 608ff.; 9, 308ff.
2) M. Planck, l. c. 8, 906.
3) L. Mandelstam, l. c. 9, 309, Fußnote.

1) l. c. S. 308.

Straßburg i. E., Phys. Institut.

(Eingegangen 8. August 1908.)

Verbesserungen am Saitenelektrometer.

Von C. W. Lutz.

Das von mir in dieser Ztschr. 9, 100, 1908 beschriebene Saitenelektrometer hat sich seither durchaus bewährt. Es ist, soviel ich sehe, das einzige genügend empfindliche Elektrometer, das sich auch auf dem Schiffe und im Luftballon verwenden läßt wegen seiner geringen Empfindlichkeit gegen Neigungen. Der Verfolg verschiedener luftelektrischer Probleme läßt es wünschenswert erscheinen, etwa auf hoher See auch noch bei ziemlich starkem Winde Messungen durchführen zu können. Bei der seit-

herigen Konstruktion zeigte sich, daß der Wind durch die Öffnungen für die seitlichen Zuleitungssonden (S_l und S_r der erwähnten Abhandlung) eindrang und die Saite in fortwährender Bewegung erhielt. Diese Öffnungen einfach durch zwei weitere Isolatoren zu verschließen, wollte ich vermeiden, um nicht die Stellen möglichen Isolationsmangels noch zu vermehren. Außerdem würden damit zwei neue Trockenvorrichtungen notwendig werden, wodurch die an sich einfache Konstruktion des Saitenelektrometers komplizierter werden würde. Aus diesen Gründen wurde den seitlichen Zuleitungssonden die

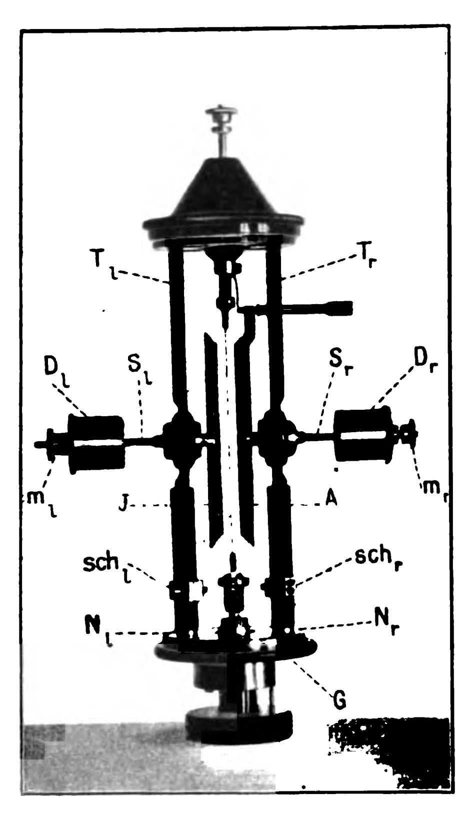


Fig. 1.

aus Fig. 1 ersichtliche Form gegeben. Links und rechts sind dem Gehäuse zwei kurze Rohrstutzen r_r und r_l aufgesetzt (Fig. 2), durch welche hindurch die beiden Sonden S_r und S_l (Fig. 1) zentrisch geführt sind; sie sind in die beiden Schneiden A und J eingeschraubt. Die Sonden selbst tragen ein langes Gewinde, auf welchem sich die beiden Deckel D_r und D_l, sowie die kleinen Muttern m_r und m_l verschrauben lassen. Die Deckel D_r und D_l umfassen Rohrstutzen am Gehäuse ohne sie zu berühren. Werden sie bis zum Anliegen an dieselben herangeschraubt, so sind die seitlichen Öffnungen im Gehäuse luftdicht verschlossen, die beiden Schneiden J und A geerdet (bei „Influenzschaltung", oder wenn das Elektrometer nicht gebraucht wird).

Beim Gebrauch des Instrumentes werden die Deckel etwas zurückgeschraubt, so daß zwischen ihnen und dem Gehäuse nur ein schmaler ca. $^1/_2$ mm breiter Schlitz bleibt. In dieser Lage sind die Sonden vom Gehäuse isoliert (bei „Doppelschaltung" und „Differentialschaltung"). Um (bei „Saitenschaltung") die beiden Schneiden auf entgegengesetzt gleiches Hilfspotential zu laden, können mittels der kleinen Muttern m_r und m_l zwei Zuleitungsdrähte an den Sonden festgeklemmt werden. Jede Sonde läßt sich leicht abschrauben (beim Auseinandernehmen

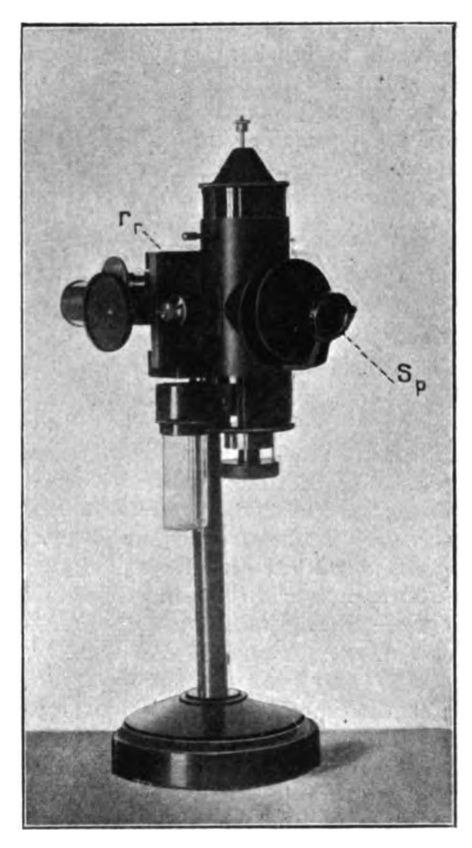


Fig. 2.

des Instrumentes), indem man Deckel und zugehörige Mutter aneinander schraubt und nun mit beiden zusammen die Sonde herausschraubt.

Wie aus dem Vorhergehenden ersichtlich ist, kann jetzt ein Luftstoß nur auf großen Umwegen ins Innere des Gehäuses gelangen. Er kommt dort so abgeschwächt an, daß nur ein starker Wind die Saite zeitweilig in eine kurze Vibration versetzt, die aber bei der Ablesung nicht stört.

Durch die Öffnung am Kopfe des Instrumentes vermag der Wind, wie man sich leicht durch völliges Verschließen der Deckel D_r und D_l überzeugen kann, überhaupt nicht in einem Maße einzudringen, um die Saite zu bewegen.

Bei Ballonbeobachtungen ist damit zu rechnen, daß das Instrument raschen und sehr starken Temperaturwechseln unterworfen wird, ohne daß die Möglichkeit einer schnellen Empfindlichkeitskontrolle gegeben ist. Bei Abkühlung des Elektrometers wuchs seither die Empfindlichkeit, bei Erwärmung nahm sie ab. Dieses Verhalten wird sogleich erklärlich, wenn man die Zusammensetzung des Elektrometers genauer betrachtet. Grund- und Deckplatte desselben, zwischen welchen die Platinsaite ausgespannt ist, werden durch zwei Messingstützen miteinander verbunden. Da nun Messing einen ungefähr doppelt so großen linearen Ausdehnungskoeffizienten hat als Platin, so müssen sich bei jeder Abkühlung die Messingstützen stärker zusammenziehen als der Platinfaden; die Saite wird lockerer, die Empfindlichkeit wächst. So wurde z. B. einmal in „Saitenschaltung" bei mäßig gespannter Saite und einem Hilfspotential von $\pm$ 40 Volt an den Schneiden für ein an die Saite angelegtes Potential von 6 Volt bei 15,2^0 ein Saitenausschlag von 6,7 Okular-Teilen, bei 4,0^0 für dasselbe Potential aber ein solcher von 7,8 Okular-Teilen gemessen.

Nach verschiedenen Versuchen gelang es mir, durch eine verstellbare Temperaturkompensation auch diesen Einfluß der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Elektrometers zu beseitigen. Die hierfür getroffene Einrichtung ist folgende: Die Messingträger T_r und T_l sind in ihrer oberen Hälfte massiv, in ihrer unteren dagegen als der Länge nach geschlitzte dünne Messingrohre ausgeführt. In diesen Rohren stecken zwei an der Grundplatte G befestigte Nickelstahlstangen N_r und N_l. Sowohl zwischen den oberen Enden dieser Stangen und dem Boden der Messingrohre, als auch zwischen den unteren Enden letzterer und der Grundplatte besteht ein Spielraum von einigen Millimetern (siehe Fig. 1), damit selbst bei stärkster Ausdehnung niemals ein Anstemmen der Nickelstahlstangen bzw. Messingrohre an ihren Enden eintreten kann. Zwei Rohrschellen sch_r und sch_l stellen nach festem Anziehen ihrer beiden Schrauben eine sichere Verbindung zwischen den Rohren und Stangen her, so daß die aus zwei Teilen zusammengesetzten Träger T_r und T_l wie massive Stützen wirken und Grund- und Deckplatte in bestimmtem gegenseitigen Abstand unverrückbar voneinander halten. Je nachdem nun die beiden Rohrschellen näher an den seitlichen Zuleitungssonden oder näher an der Grundplatte eingestellt werden, kommt ein größeres oder kleineres Stück der Nickelstahlstangen mit verschwindend kleinem Ausdehnungskoeffizienten zur Wirkung. Es läßt sich so leicht eine ganz bestimmte Stellung der Klemmringe finden, bei welcher die aus Nickelstahl und Messing zusammengesetzten Träger bei Temperaturänderungen genau dieselben Längenänderungen erfahren wie die Platinsaite. Ist dies nicht der Fall, so werden die beiden Klemmringe verstellt, ohne daß dabei die Saite aus dem Instrumente entfernt zu werden braucht. Zu dem Zwecke wird zuerst die Schraube des einen Ringes gelockert, der Ring verschoben und wieder festgeklemmt, hierauf in derselben Weise der zweite Ring um das gleiche Stück verstellt. Dabei ist zu beachten: Nimmt die Empfindlichkeit des Instrumentes bei Abkühlung ab, so sind die Klemmringe nach abwärts zu verschieben und umgekehrt. Das Abnehmen der Ausschläge bei Abkühlung besagt nämlich, daß sich die Messing-Nickelstahlträger schwächer zusammenziehen als die Saite. Es ist daher die Länge des Messinganteiles an der Gesamtlänge der Stützen zu vergrößern, und die Länge der Nickelstahlstücke zu verkürzen, was eben durch Abwärtsschieben der Rohrschellen erreicht wird. Nach jeder Neueinstellung der Ringe hat sich die Saitenspannung etwas geändert (gewöhnlich gelockert) und ist daher, wenn an vorhergehende Messungen angeknüpft werden soll, neu zu regulieren. Ist einmal die richtige Einstellung der Klemmringe gefunden, so ist damit das Elektrometer für alle Zeit von einer Temperaturbeeinflussung befreit und eine weitere Verschiebung der Ringe nicht mehr nötig.

Ich habe bei meinem Instrumente durch schrittweise Verrückung der Rohrschellen erreicht, daß selbst die größte in gegenwärtiger Jahreszeit zu erlangende Temperaturdifferenz von 25^0 C nicht mehr den geringsten Einfluß auf die Empfindlichkeit des Elektrometers ausübt. Messungen wurden für die empfindlichste Schaltung des Instrumentes („Saitenschaltung") angestellt, nacheinander bei Temperaturen von 16,0^0, 18,0^0, 26,9^0, 20,6^0, 41,3^0, 41,9^0, 23,2^0, 21,2^0, 23,8^0, 25,0^0 und 26,0^0 C. Für jede dieser Temperaturen wurde eine vollständige Eichung des Elektrometers von 0,05 bis 6,0 Volt vorgenommen. In allen Fällen ergab sich dieselbe Eichkurve (Gerade).

Schließlich sei noch erwähnt, daß durch Anbringung eines verstellbaren Beleuchtungsspiegels S_p die Schärfe der Ablesung noch erhöht wurde.

Die Firma Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn hat mich auch wieder bei der Ausarbeitung dieser Verbesserungen auf das wirksamste unterstützt und bringt dieselben jetzt bei allen Saitenelektrometern, auch bei den bereits bestellten, an.

Erdmagnetisches Observatorium (Sternwarte) München, Juni 1908.

(Eingegangen 3. August 1908.)



Die Kristallisation des unterkühlten Wassers.

Von Boris Weinberg.

Um die Erscheinung der Unterkühlung des Wassers zu demonstrieren und um eine möglichst freie Bildung der Kristalle hervorzurufen, versuchte ich in das unterkühlte Wasser ein Stückchen Eis in einem eng ausgezogenen Rohr hineinzubringen.

Dieser Versuch wurde zum ersten Male von Herrn Michael Iwanow ausgeführt und gab unerwartete Resultate: als die Kristallisation bis zur Spitze des Rohrs vorgeschritten war, begann sich an dieser Spitze ein Kristall von der Form eines sechsstrahligen Sterns zu bilden, welcher den charakteristischen Schneekristallen sehr ähnlich war.

Je niedriger die Temperatur des unterkühlten Wassers war, um so größer war die Menge der Verzweigungen und die Kristallisationsgeschwindigkeit. Bei kleiner Unterkühlung (von $-0{,}3^0$ bis -1^0) entstanden kleine Sterne (Fig. 1)

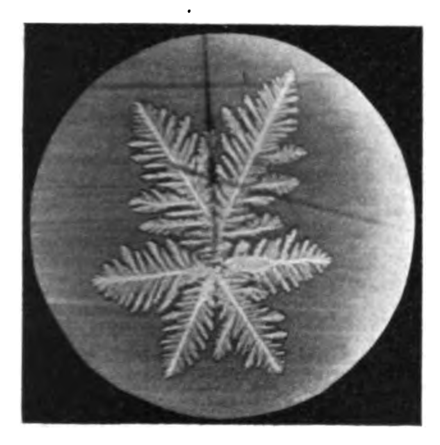


Fig. 1. (Vergr. 3 × 1.)

mit wenigen und schmalen Verzweigungen. Etwas größere Unterkühlung (von -1^0 bis -3^0) rief Sterne mit einer solchen Entwicklung der Verzweigungen hervor, daß dieselben (Fig. 2) sechseckigen Tafeln ähnlich waren. Die Fläche des Sterns enthält die Richtung des Rohrendes und, wenn dieses Ende vertikal war, bekam ich bei hinreichender Unterkühlung Tafeln, welche das Gefäß in zwei Abteilungen wie eine Scheidewand teilten. Bei Unterkühlungen über -3^0 — besonders in den Fällen, wo das Ende des Rohrs ziemlich breit (2—3 mm) war — entstanden mehrere Tafeln in verschiedenen Azimuten, die ganze Masse nahm endlich eine breiartige Gestalt an und war dem „Grundeis" ähnlich.

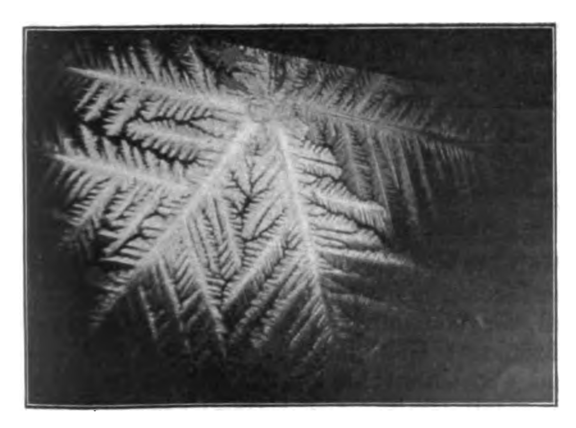


Fig. 2. (Vergr. 2 × 1.)

Die Kristalle stellen oft eine Zusammenwachsung von mehreren Sternen dar, bei welchen die Flächen, die Hauptstrahlen und sogar die Verzweigungen von höheren Ordnungen parallel sind (Fig. 3).

Als ein Stern im Innern des Wassers zerbrach, stiegen die Stücke in horizontaler Lage



Fig. 3. (Vergr. 3 × 1.)

unter kleinen Schwankungen bis an die Oberfläche des Wassers auf. Durch diesen Umstand erklärt sich die Vertikalität der optischen Achse beim See- und Flußeis.

Die Entwicklung von solchen künstlichen Schneekristallen kann leicht projiziert werden. Man stelle dafür das Gefäß (ein Becherglas, Reagenzglas, eine Abdampfschale oder dgl.) mit unterkühltem Wasser in ein anderes Gefäß mit planparallelen Wänden, worin Wasser von etwas höherer Temperatur als die Tautemperatur der umgebenden Luft enthalten ist. Unterkühlt werden kann jedes Wasser (destilliertes oder aus Wasserleitung), aber die Kältemischung (am besten — gehacktes Eis übergossen mit einer starken $NaCl$-Lösung) soll nicht zu kalt sein (von -4^0 bis -6^0) und muß niedriger stehen, als der Wasserspiegel in dem Gefäß, in welchem man das Wasser unterkühlen will.

Die Projektion ist besonders glänzend, wenn

das Gefäß zwischen gekreuzten Nicols aufgestellt ist (die obigen Aufnahmen sind in dieser Weise gemacht): auf einem dunklen Grund wächst ein Stern, welcher allmählich weißer und weißer wird und endlich — bei einer genügenden Verdickung (die Dicke ist von der Ordnung eines Zehntelmillimeters) — die Farben der chromatischen Polarisation annimmt. Man kann hierbei zeigen, daß der Kristall optisch einachsig ist: wenn man das Rohr so weit um die Achse dreht, daß die Sternfläche sich senkrecht zu den Lichtstrahlen stellt, verschwindet das Sternbild.

Genaue Messungen dieser Kristalle sind im Winter zu machen, wo eine längere Existenz derselben möglich ist. Die Dimensionen eines Sterns — bei hinreichender Unterkühlung, von -2^0 z. B. — hängen hauptsächlich von den Dimensionen des Gefäßes ab; ich habe häufig einzelne Sterne von 8—12 cm Breite gehabt.

St. Petersburg.

(Eingegangen 30. Juli 1908.)

Über die Bestimmung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung [1]).

(Antwort auf die Bemerkung des Herrn Max Wien zu meiner Arbeit.)

Von B. Macků.

Herr Max Wien schreibt in seiner Bemerkung: „Aus seinen" (meinen) „Ausführungen geht nicht deutlich hervor, daß sein Ergebnis bezüglich der Rückwirkung im wesentlichen mit dem meinigen übereinstimmt und sich davon nur infolge einer etwas abweichenden Problemstellung und der Art der eingeführten Vernachlässigungen unterscheidet". Dazu muß ich hinzufügen, daß in Grenzen der von Herrn Max Wien gemachten Voraussetzungen sich seine Resultate auf meine nicht überführen lassen.

Die erste, von Herrn Max Wien angegebene Formel wurde unter der Voraussetzung [2])

$$|\delta_{01}-\delta_{02}|>k\nu \text{ d. h. } |\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}|>2\pi k$$

abgeleitet, um sie aber auf die meinige überführen zu können, mußte er eine neue Beschränkung machen, nämlich daß:

$$\frac{AB}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}=\frac{(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}{4\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}\left\{\frac{4\pi^2k^2}{4\pi^2x^2+(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}\right\}^2$$

gegen 1 verschwindet [3]). Dieses ist aber unter der oberen Voraussetzung nur dann möglich, wenn

$$\frac{(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2}{4\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}\leq 1$$

oder wenn $\mathfrak{d}_{01}$ und $\mathfrak{d}_{02}$ sich voneinander nicht wesentlich unterscheiden.

Dadurch ist aber die Überführbarkeit der ersten Formel auf die meinige, und somit auch ihre Gültigkeitsgrenzen sehr begrenzt. Denn es ist selbstverständlich, daß außerhalb der Grenzen, wo sich die Formel auf meine strengere nicht überführen läßt, auch ihre Gültigkeit innerhalb der vorausgesetzten Genauigkeit aufhört. Der Grund dafür, daß außerhalb der Beschränkung $\{4\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}<(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2\}$ die Formel schlechtere Resultate gibt, liegt darin, daß im ersten Faktor

$$(4\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}+A)=(4\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}+4(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2B)$$

die Korrektion jetzt eine große Rolle, ja sogar die Hauptrolle spielen kann.

Die zweite, von Herrn Max Wien angegebene Formel soll unter der Voraussetzung $2\pi k>|\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}|$ gelten (wörtlich schreibt er: „Wir erhalten also als Resultat, daß, wenn die Differenz der Dämpfungen so klein ist, daß die Koppelung vorherrscht — $2\pi k>|\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}|$ — ebenfalls eine Verflachung der Resonanzkurven eintritt und man statt $\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}$ aus der Kurve

$$\sqrt{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2+4\pi^2k^2}$$

erhält". [L. c., S. 634.])

Um diesen Ausdruck auf meine Formel überführen zu können, muß man aber wieder eine neue Beschränkung einführen, nämlich daß

$$\left(\frac{\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}}{\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02}}\right)^2$$

gegen 1 klein ist, was sich mit der oberen Voraussetzung nicht deckt.

[Da bei dem gerechneten Beispiele die Erfüllung der Voraussetzung $2\pi k>|\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02}|$ als Grund für die Zulässigkeit der betreffenden Formel angegeben ist (und nicht der wahre Grund, daß nämlich $(\mathfrak{d}_{01}-\mathfrak{d}_{02})^2$ klein gegen $(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2$ oder, wie ich geschrieben habe, daß

$$\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2}}=\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}}\Big),$$

habe ich die Übereinstimmung als zufällig angesehen.]

Es lassen sich also die von Herrn Max Wien gewonnenen Resultate auf das meinige überführen, aber die Überführung zeigt auch, daß die von ihm angegebenen Ausdrücke beschränktere Gültigkeit besitzen als er angibt. Und der Unterschied zwischen unseren Resultaten ist somit mehr in weit größerer Allgemeinheit des meinigen als in etwas abweichen-

1) M. Wien, diese Zeitschr. **9**, 537, 1908; B. Macků, diese Zeitschr. **9**, 437, 1908.

2) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908, § 4.

3) Die von Herrn Max Wien angegebenen Beispiele erfüllen diese Bedingung nicht.

der Problemstellung[1]) und der Art der angeführten Vernachlässigungen zu suchen.

Auch auf dem von Herrn Max Wien eingeschlagenen indirekten Wege kann man zu demselben Ausdrucke kommen, welchen ich berechnet habe, wenn man folgendermaßen das Problem behandelt.

Man geht von der, von Herrn Max Wien angegebenen Gleichung[2])

$$y^3 + 2ay + (a^2 - 4c)y - b^2 = 0$$

aus, wo bedeutet

$$a = 2\left\{\nu_{01}^2 + \nu_{01}(\nu_{01} - \nu_{02}) + \frac{(\nu_{01} - \nu_{02})^2}{2}\right\} - \frac{(\delta_{01} - \delta_{02})^2}{2}$$

$$a^2 - 4c = 4\nu_{01}^2\{(\nu_{01} - \nu_{02})^2 - (\delta_{01} - \delta_{02})^2 + k^2\nu_{10}^2\}$$

$$b = -2(\delta_{01} - \delta_{02})(\nu_{01} - \nu_{02})\nu_{01}.$$

Bezeichnet man die negativen Wurzeln der Gleichung mit y_1 und y_2, die positive mit y_3, dann ist

$$+i\nu_1 - \delta_1 = -\frac{\delta_{01} + \delta_{02}}{2} + \left(\frac{1}{2}\sqrt{y_1} - \frac{1}{2}\sqrt{y_2}\right) - \frac{1}{2}\sqrt{y_3},$$

$$+i\nu_2 - \delta_2 = -\frac{\delta_{01} + \delta_{02}}{2} + \left(\frac{1}{2}\sqrt{y_1} + \frac{1}{2}\sqrt{y_2}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{y_3}.$$

1) Ich habe absichtlich den Stromeffekt im Thermoelementkreise berechnet, da dieser Effekt (und nicht der im sekundären Kreise) wirklich (wie auch aus der Fig. 3 ersichtlich ist) gemessen wird. Rechnet man aus meinen Gleichungen (11) den Stromeffekt im sekundären Kreise (d. h. φ_1), dann kommt man zu denselben Schlußformeln, weil der Nenner (der in erster Linie die Änderung des Stromeffektes mit Verstimmung ausdrückt) unverändert bleibt.

2) M. Wien, Wied. Ann. 61, 151, 1897.

Aus diesen Gleichungen geht hervor:

$$\nu_1 - \nu_2 = i\sqrt{y_2},$$
$$\delta_1 + \delta_2 = \delta_{01} + \delta_{02},$$
$$4\delta_1\delta_2 = (\delta_{01} + \delta_{02})^2 - y_3.$$

Für die Wurzel y_1 wurde von Herrn Max Wien gefunden:

$$y_1 = -2a + \frac{a^2 - 4c}{2a}.$$

Setzt man die gefundenen Werte in

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{C}{4\delta_1\delta_2\{(\nu_1 - \nu_2)^2 + (\delta_1 + \delta_2)^2\}},$$

so bekommt man:

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{C}{(\delta_{01} + \delta_{02})^4 - (y_2 + y_3)(\delta_{01} + \delta_{02})^2 + y_2 y_3}.$$

Aus den Koeffizienten der Gleichung für y mit Hilfe der bekannten Wurzel y_1 erhält man:

$$y_2 + y_3 = -\frac{a_2 - 4c}{2a},$$

$$-y_2 y_3 = -\frac{b^2}{y_1} = \frac{b^2}{2a}.$$

Setzt man diese Werte in den oberen Ausdruck ein und benützt die angegebenen Relationen für a, $a^2 - 4c$, b, wobei man für $a = 2\nu_{01}^2$ setzt (die zwei letzten Glieder sind der Kleinheit wegen zu vernachlässigen, das zweite, das eine Asymmetrie der Resonanzkurve bedeutet, wird durch die Rechnung aus den Breiten der Kurve aufgehoben), dann resultiert:

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{C}{4\delta_{01}\delta_{02}\left\{(\nu_{01} - \nu_{02})^2 + (\delta_{01} + \delta_{02})^2\left(1 + \frac{k^2\nu_{01}^2}{4\delta_{01}\delta_{02}}\right)\right\}}.$$

Brünn, Physik. Inst. d. Böhm. techn. Hochschule.

(Eingegangen 27. August 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1907. Herausgegeben von J. M. Eder. 21. Jahrgang. gr. 8. VIII u. 673 S. Mit 290 Abbildungen im Text und 36 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 8.—

A. Freiherr von Hübl, Die Entwicklung der photographischen Bromsilber-Gelatineplatte bei zweifelhaft richtiger Exposition. Dritte, umgearbeitete Auflage. (Enzyklopädie der Photographie Heft 31.) gr. 8. VIII u. 73 S. Mit einer Tafel. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 2.40.

Lüppo-Cramer, Photographische Probleme. (Encyklopädie der Photographie Heft 58.) gr. 8. VIII u. 220 S. Mit 25 Mikrophotogrammen. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 7.50.

P. Hanneke, Photographisches Rezept-Taschenbuch. Eine Sammlung von erprobten Rezepten für den Negativ- und Positivprozeß unter Berücksichtigung der neuesten Verfahren. gr. 16. 167 S. Berlin, G. Schmidt. 1907. In Leinwandband M. 2.25.

R. Neuhauß, Anleitung zur Mikrophotographie. Zweite, umgearbeitete Auflage. (Enzyklopädie der Photographie Heft 8.) gr. 8. VIII u. 38 S. Mit sechs in den Text gedruckten Abbildungen. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 1.—

H. Schmidt, Photographisches Hilfsbuch für ernste Arbeit. II. Teil: Vom Negativ zum Bilde. gr. 8. VIII u. 226 S. Berlin, G. Schmidt. 1907. M. 4.—

H. Müller und P. Gebhardt, Die Mißerfolge in der Photographie und die Mittel zu ihrer Beseitigung. Ein Hilfsbuch für Liebhaber der Lichtbildkunst. II. Teil: Positiv-Verfahren. Dritte vermehrte und verbesserte Auflage. (Enzyklopädie der Photographie Heft 9.) gr. 8. VIII u. 120 S. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 2.—

Auch im 21. Jahrgange von Eders Jahrbuch ist an der bewährten Überlieferung der früheren Jahrgänge festgehalten. Empfehlender Worte bedarf das bekannte Werk heute nicht mehr. Die Zusammenstellung wertvoller Originalabhandlungen mit der recht vollständigen Übersicht über die theoretischen und technischen Fortschritte des letzten Jahres macht das Werk seinem großen Leserkreise in gleicher Weise lesenswert und als Nachschlagebuch unentbehrlich.

Hübls Entwicklung der photographischen Bromsilber-Gelatineplatte ist bereits in dritter Auflage erschienen. Der experimentelle Teil ist immer noch unverändert geblieben, ein Zeichen, wie gut sich die Vorschriften über die Entwicklung photographischer Negative bewährten, an deren Ausarbeitung der Verf. sich erfolgreich beteiligt hat. Die Theorie der Entwicklung ist zum Teil neu bearbeitet worden, wobei die Fortschritte, besonders der physikalischen Chemie, gebührend berücksichtigt wurden.

Einen genaueren Einblick in den augenblicklichen Stand unserer Kenntnisse über photochemische Vorgänge bieten die „Photographischen Probleme" von Lüppo-Cramer. Dieses Buch stellt eine Fortsetzung der in der gleichen Sammlung erschienenen „wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie" des Verf. dar. Das Buch enthält eine Zusammenstellung der Originalarbeiten des Verf., die in den Jahren 1902—1907 zum größten Teil in der „Photographischen Korrespondenz" erschienen sind. Der Verf. weist in seinen Arbeiten über die photochemische Veränderung der Silberhalogenide besonders auf die Bedeutung der Kolloidchemie hin. Wenn auch keine Lösung der behandelten Probleme gefunden wird, so werden diese doch ihrer Lösung bedeutend näher geführt. Das Interesse an photochemischen Fragen hat erfreulicherweise in den letzten Jahren so stark zugenommen, daß das sehr anregend geschriebene Buch hoffentlich recht viele Leser finden wird.

Hannekes photographisches Rezepttaschenbuch gibt, wie der Name sagt, eine Zusammenstellung bewährter Rezepte für photographische Prozesse allerart. Die große Erfahrung des Verf. auf diesem Gebiete bürgt dafür, daß nur sorgfältig erprobte Rezepte ausgewählt sind. Daher wird diese Zusammenstellung vielen willkommen sein.

Die Anleitung zur Mikrophotographie von Neuhauß gewährt nur einen kurzen Überblick darüber, in welcher Weise mikrophotographische Aufnahmen gemacht werden können. Es ist ein kurzer Auszug aus dem „Lehrbuch der Mikrophotographie" des Verf., das kürzlich in 3. Auflage erschien. Zur praktischen Ausführung mikrophotographischer Aufnahmen wird man wohl besser das ausführliche Lehrbuch zu Rate ziehen.

Von Schmidts photographischem Hilfsbuch und Müllers Mißerfolgen in der Photographie ist nun auch der zweite Teil erschienen. Der Empfehlung, welche ich dem ersten Teil der beiden Bücher vor zwei Jahren mit auf den Weg gab, brauche ich nichts hinzuzufügen.

Riesenfeld.

Universität und Schule. Vorträge auf der Versammlung deutscher Philologen und Schulmänner am 25. September 1907 zu Basel gehalten von F. Klein, P. Wendland, Al. Brandl, Ad. Harnack. Mit 1 Anhang. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1.50.

An erster Stelle trägt Klein kurz einige seiner bekannten Gedanken über Reform des mathematischen und naturwissenschaftlichen Hochschulunterrichts vor.

Im Anhange befinden sich die Vorschläge der Unterrichtskommission. H. Kochan.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der deutschen Universität Prag Dr. O. Hönigschmid für anorganische Chemie.

Verliehen: Den Mitgliedern der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. K. Feußner, Dr. W. Jaeger und Dr. E. Brodhun der Titel Geh. Regierungsrat.

Ernannt: Der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Marburg Dr. Ernst Neumann zum ord. Professor ebenda, der Privatdozent für Physik an der Universität Wien Dr. Stephan Meyer und die Privatdozenten für Chemie ebenda Dr. Adolf Franke, Dr. Jacques Pollak und Dr. Franz Wenzel zu a. o. Professoren, der Professor an der School of Technology in Manchester W. Jackson Pope zum ord. Professor der Chemie an der Universität Cambridge (England).

Beurlaubt: Der Privatdozent für chemische Gleichgewichtslehre an der Technischen Hochschule Berlin Dr. W. Guertler für ein Jahr als Associate des Research Laboratory for Applied Chemistry an der Technischen Hochschule Boston.

Gestorben: Der Professor der Geodäsie am eidgenössischen Polytechnikum in Zürich Dr. Max Rosenmund, der Astronom der Astronomischen Nikolai-Hauptsternwarte in Pulkowo A. Hanskij, der Professor der Mathematik an der Universität St. Petersburg Dr. Alexander N. Korkin.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Oktober 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 21 am 12. Oktober 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

O. Hahn u. L. Meitner, Aktinium C, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums. S. 649.

M. Levin, Die Strahlung des Uran-X. S. 655.

G. Rümelin, Über die Wiedervereinigung von Gasionen. S. 657.

J. Stark u. W. Steubing, Weitere Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Substanzen. S. 661.

O. M. Corbino, Die Lichtemission seitens eines glühenden Dampfes in einem Magnetfelde unter verschiedenem Azimut. S. 669.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa: No. 41: A. Battelli, Spezifische Wärme von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden. S. 671.

M. Brendel, Das Nordlicht vom 30. Juni. S. 675.

H. Hausrath, Experimentelle Prüfung der Superpositionssätze für Wechselstrom im körperlichen Leiter. S. 678.

Personalien. S. 681.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1908/09. S. 681.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Aktinium C, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die vorliegende Arbeit hatte ihren Ausgangspunkt in einer Beobachtung, die wir bei der Untersuchung der β-Strahlen des Aktiniums gemacht haben. Wir fanden nämlich, daß die Abklingung des aktiven Niederschlages anfangs langsamer vor sich geht, als man aus den bekannten Zerfallsperioden für Aktinium A und Aktinium B erwarten müßte. Da es sich um die Absorption der β-Strahlen handelte, waren die Abklingungsmessungen in einem β-Strahlen-Elektroskop ausgeführt worden. Unseres Wissens sind die Zerfallskonstanten für Aktinium A und Aktinium B immer nur aus den Änderungen der α-Aktivität ermittelt worden.

Wir nahmen daher eine Reihe von Versuchen mit induzierten Blechen von verschiedener Expositionsdauer vor. Die Bleche wurden gleichzeitig in einem α- und in einem β-Elektroskop auf die zeitliche Änderung ihrer Aktivität geprüft.

Hierbei zeigte sich nun besonders bei kurzer Exposition, daß die Änderung der β-Aktivität einen wesentlich anderen Verlauf aufwies, als die Änderung der α-Aktivität. Beispielsweise nahm bei Expositionen bis zu einer Minute die β-Aktivität anfangs stark ab, während die α-Aktivität gleichzeitig zunahm. Da ein Variieren der äußeren Bedingungen keine wesentliche Änderung der Versuchsergebnisse zur Folge hatte, so war der Schluß naheliegend, daß diese Abweichung durch ein noch unbekanntes Produkt hervorgerufen wurde, dessen Lebensdauer kurz im Verhältnis zu der Lebensdauer des Aktinium B sein mußte, weil der Abfall schließlich immer mit der Periode des Aktinium A erfolgte.

Wir machten daher systematische Versuche zur Abscheidung dieser hypothetischen Substanz, und es gelang uns in der Folge, nachzuweisen, daß der aktive Niederschlag des Aktiniums nicht aus zwei Produkten, wie man bisher annahm, besteht, sondern sich aus drei verschiedenen, wohl charakterisierten Bestandteilen zusammensetzt. Die neue, von uns aufgefundene Substanz entsteht unmittelbar aus dem Aktinium B und ist daher nach der von Rutherford eingeführten Nomenklatur als Aktinium C zu bezeichnen.

Experimentelles.

Das bei den vorliegenden Versuchen verwendete Aktinium stammt aus 1,4 g stark aktiver Substanz, die uns von Herrn Professor Giesel bereitwilligst zur Verfügung gestellt worden waren.[1])

Ein Vergleich der γ-Strahlung des Präparates mit der eines Radiumstandards zeigte, daß die γ-Aktivität der 1,4 g rund einem halben Milligramm reinen Radiumbromids entspricht, bei welcher Berechnung auf die größere Absorbierbarkeit der γ-Strahlen des Aktiniums Rücksicht genommen worden ist. Nach Angaben Giesels war das Präparat nicht frei von Verunreinigungen an radioaktiven Substanzen, besonders an Radium. Um ein möglichst reines Präparat zu erhalten, wurde folgendermaßen verfahren.

Ein Gramm der Substanz wurde in Salzsäure gelöst und von einer geringen Spur unaufgelöster Substanz abfiltriert. Die Aktivität des Filters war gering und rührte größtenteils von Radioaktinium her. Aus der salzsauren Lösung fielen beim Verdünnen und Erkalten Kristallflitter von Bleichlorid aus, die durch Ab-

1) Wir möchten nicht verfehlen, Herrn Professor Giesel für seine große Liebenswürdigkeit auch an dieser Stelle unseren besten Dank auszusprechen.



filtrieren getrennt wurden. Im Filtrat wurde der Rest des Bleis und zugleich Radium durch Zugabe von einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure ausgefällt. Der nach einiger Zeit entstehende geringe Niederschlag wurde wiederum abfiltriert. Das klare Filtrat gab dann nach Zusatz weiterer Schwefelsäure keinen sichtbaren Niederschlag mehr. Um aber das Radium möglichst vollständig zu entfernen, wurden zu der heißen Lösung einige Tropfen Bariumchlorid zugesetzt und am anderen Tage das ausgeschiedene Bariumsulfat + eventuell noch vorhandenem Radiumsulfat abfiltriert. Die klare Lösung wurde dann mit viel Ammoniak aufgekocht, über Nacht stehen gelassen und dann heiß abfiltriert. Der Niederschlag enthält das Aktinium, allerdings nicht im Gleichgewicht mit Radioaktinium und Aktinium X. Die aus dem Präparat anfänglich erhaltenen Mengen aktiven Niederschlags waren deshalb nur gering.

Um den aktiven Niederschlag zu sammeln, wurde das Aktiniumpräparat in einen kleinen Messingzylinder von 5 cm Höhe und 3 cm Durchmesser gebracht. Durch den Deckel des Zylinders führte isoliert ein Messingstab, der an seinem unteren Ende eine Messingplatte von 2 cm Durchmesser trug. Die Platte konnte in beliebiger Entfernung vom Präparat festgestellt werden und war für gewöhnlich mit dem negativen Pol der städtischen 220 Voltleitung verbunden, während der andere Pol an den äußeren Zylinder angelegt wurde. Die zu induzierenden Folien wurden um die Messingplatte herumgelegt.

Der aktive Niederschlag wurde je nach Bedarf entweder auf den Folien direkt gemessen oder in verdünnter Salzsäure gelöst und weiter verarbeitet.

Um die vermutete neue Substanz frei von Aktinium A herzustellen, wurden zunächst einige chemische Trennungen versucht. Fällungen mit Schwefelwasserstoff oder Ammoniak nach Zusatz von geringen Mengen eines durch die betreffenden Reagenzien fällbaren Salzes führten nicht zu dem gewünschten Resultat, da fast der gesamte aktive Niederschlag ausgefällt wurde.

Wir versuchten deshalb mittels fein verteilter Metalle und mittels Tierkohle zum Ziel zu gelangen. Die auf diese Weise erhaltene und im β-Elektroskop zur Messung gebrachte Aktivität war recht gering. Ihr zeitlicher Abfall ließ aber mit Deutlichkeit erkennen, daß eine schnell zerfallende Substanz vorlag, deren Periode nicht mit der des Aktinium B (2,15 Min. nach Bronson) übereinstimmte. Es gelang uns dann, Abscheidungen mit Tierkohle und Platinschwamm zu erhalten, deren Aktivität im β-Elektroskop gemessen, nur zu etwa 10—15 Proz. dem Aktinium $A+B$ zuzuschreiben war, während der weitaus größere Teil von einer Substanz herrührte, die exponential mit einer Periode von etwa 5 Min. zerfiel. Die Zerfallskurve wurde in der üblichen Weise konstruiert, indem von den experimentell gefundenen Werten die extrapolierten Werte für das Aktinium $A+B$ abgezogen wurden.

Bei allen diesen Versuchen ergaben die Messungen im β-Elektroskop niemals die dem Aktinium B entsprechende Abklingung, obwohl man nach Analogie mit den anderen Radioelementen hätte erwarten können, daß bei solchen Fällungen die am schnellsten zerfallende Substanz abgetrennt würde.

Wir suchten daher vor allem einmal Aktinium B möglichst getrennt von Aktinium A herzustellen. Levin[1]) hat gezeigt, daß Aktinium A flüchtiger ist, als Aktinium B. Nach seiner Angabe verflüchtigt sich Aktinium A größtenteils schon bei 400^0, während Aktinium B selbst bei 700^0 noch nicht völlig verdampft ist. Wir machten daher mit induzierten Platinblechen Erhitzungsversuche, um die gewünschte Trennung auszuführen. Es wurde also ein Platinblech kurze Zeit in einer schwachen Gebläseflamme erhitzt und dann im β-Elektroskop gemessen. Die Abklingung der Aktivität erfolgte wiederum durch eine beträchtliche Zeit hindurch mit einer viel kürzeren Periode, als es dem Aktinium A entspricht, konnte aber nicht von einem Überschuß an Aktinium B herrühren, da ein solcher schon nach wenigen Minuten hätte verschwinden müssen.

Dieser Umstand ließ zwei Deutungen zu. Entweder war bei den Erhitzungsversuchen Aktinium B nicht gewonnen worden, oder es sendet keine β-Strahlen aus.

Zur Entscheidung dieser Frage wurden nun neue Erhitzungsversuche angestellt. Die erhitzten Bleche wurden in zwei Teile zerschnitten und gleichzeitig auf ihre α- und β-Aktivität geprüft. Es wurde eine halbe Minute lang erhitzt und die Messungen $1-1\frac{1}{2}$ Minuten später begonnen. Hier zeigte sich nun ein auffallender Unterschied in den zeitlichen Änderungen der α- und β-Aktivität. Die α-Aktivität nahm schnell ab, und zwar unverkennbar mit der Periode des Aktinium B; die β-Aktivität dagegen nahm während der ersten Minuten noch zu und fiel dann mit einer Periode von etwa 5 Minuten ab. Diese Werte wurden natürlich nicht direkt erhalten, da die Abtrennung des Aktinium A keine quantitative ist, sondern mußten erst in der früher angegebenen Weise aus den Kurven extrapoliert werden.

Man sieht aus diesen Versuchsergebnissen, daß die Erhitzungsmethode tatsächlich geeignet ist, Aktinium B im Überschuß zu erhalten, daß

1) Diese Zeitschr. **7**, 812—815, 1906.

Aktinium B aber nur α-Strahlen und nicht, wie man bisher annahm, auch β-Strahlen aussendet.

Die β-Aktivität des aktiven Niederschlags rührt vielmehr von einem neuen Produkt her, dessen Zerfall mit einer Periode von etwa fünf Minuten erfolgt.

Die vorstehenden Resultate wurden aus einer ganzen Reihe von Versuchen erhalten, von denen wir im folgenden eine Anzahl wiedergeben. Da, wie die Kurven zeigen, die Trennung durch einfaches Erhitzen im Gebläse sehr befriedigend gelang, so sahen wir davon ab, Versuche mit genau definierten Temperaturen, etwa im Heraeus-Ofen anzustellen. Am vorteilhaftesten erwies es sich, etwa 30 Sek. lang in rauschender Gebläseflamme zu erhitzen. Es gelang indessen nie, Aktinium A völlig quantitativ zu trennen, auch nicht, als die Erhitzungstemperatur auf etwa 2000^0 getrieben wurde. In diesem Fall wurde ein induziertes Iridiumblech im Sauerstoffgebläse erhitzt und dann zur Messung gebracht. Die äußerst geringe noch vorhandene Aktivität rührte größtenteils vom Aktinium A her.

Die Versuche, die den nachstehenden Kurven zugrunde liegen, wurden, wenn nichts anderes bemerkt ist, in der oben angegebenen Weise durchgeführt.

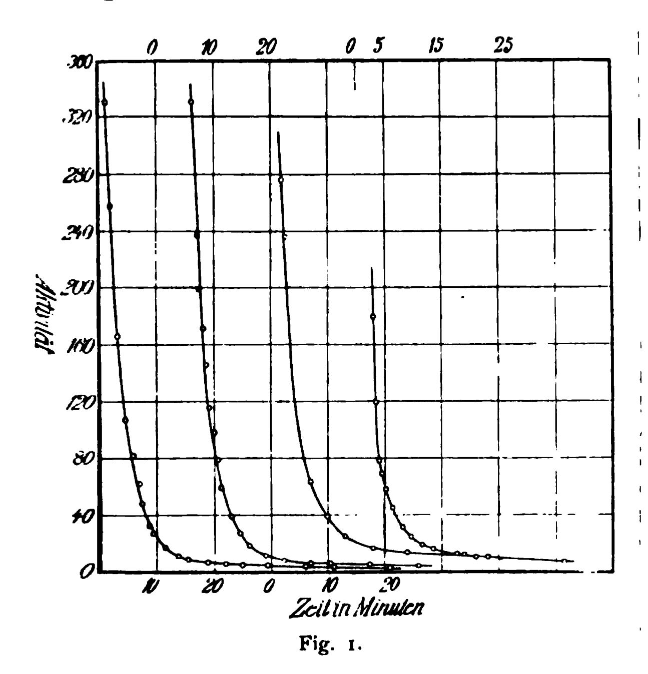


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt eine Anzahl von Abklingungskurven des Aktinium B, wie sie sich direkt aus den Messungen im α-Elektroskop ergaben.

Besonders die beiden ersten Kurven lassen erkennen, daß die Abtrennung des Aktinium A nahezu quantitativ war. Die aus den Kurven extrapolierte Aktivität für Aktinium $A + B$ im Gleichgewicht betrug für die erste Kurve 1,59 Proz., für die zweite Kurve 1,76 Proz.

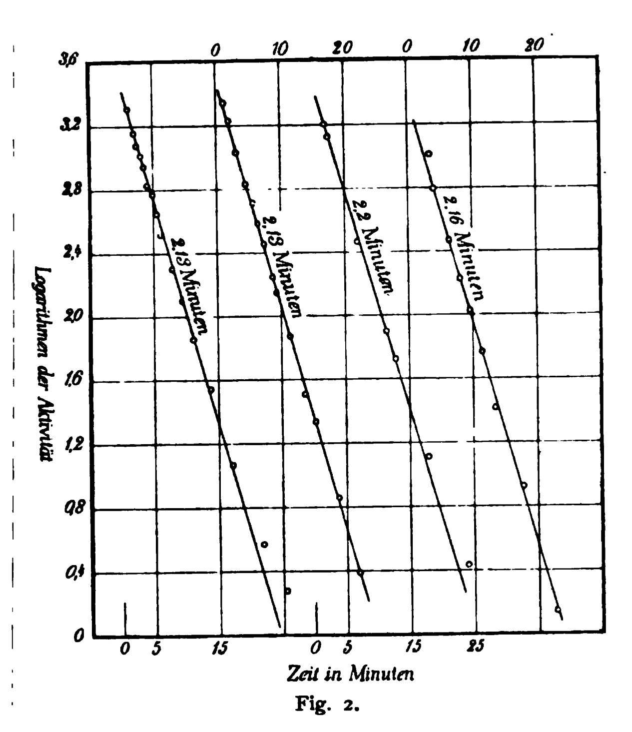


Fig. 2.

Fig. 2 gibt die entsprechenden logarithmischen Kurven wieder, in denen die auf das Aktinium $A + B$ entfallende Aktivität abgezogen ist. Sie betrug niemals mehr als 4 Proz. Die experimentell gefundenen Punkte liegen auf Geraden, geben also in sehr befriedigender Weise ein Exponentialgesetz wieder, und zeigen somit an, daß eine einheitliche Substanz vorliegt.

Die aus den Geraden ermittelte Zerfallszeit ergibt sich zu:

2,13 Min.
2,13 „
2,20 „
2,16 „

im Mittel 2,15 Min.

Dieser Wert steht in voller Übereinstimmung mit dem von Bronson[1]) angegebenen Werte, der ihn aus den Anstiegskurven kurz exponierter Bleche berechnete.

Hieraus folgt für λ (Aktinium B) der Wert $0{,}3225 \text{ min}^{-1}$.

Die den angegebenen α-Kurven der Fig. 1 entsprechenden Kurven für die β-Strahlen zeigt Fig. 3.

Die Kurven A bis C wurden aus Erhitzungsversuchen gewonnen. Zur Aufnahme der Kurven C_1 und C_2 wurde ein und dasselbe Präparat in zwei Hälften geteilt und in zwei verschiedenen β-Elektroskopen gleichzeitig gemessen. Das der Kurve C_1 entsprechende Präparat war mit 0,31 mm Aluminium bedeckt.

Der Anstieg und anfängliche Abfall dieser

1) Amer. Journ. Science (1905).

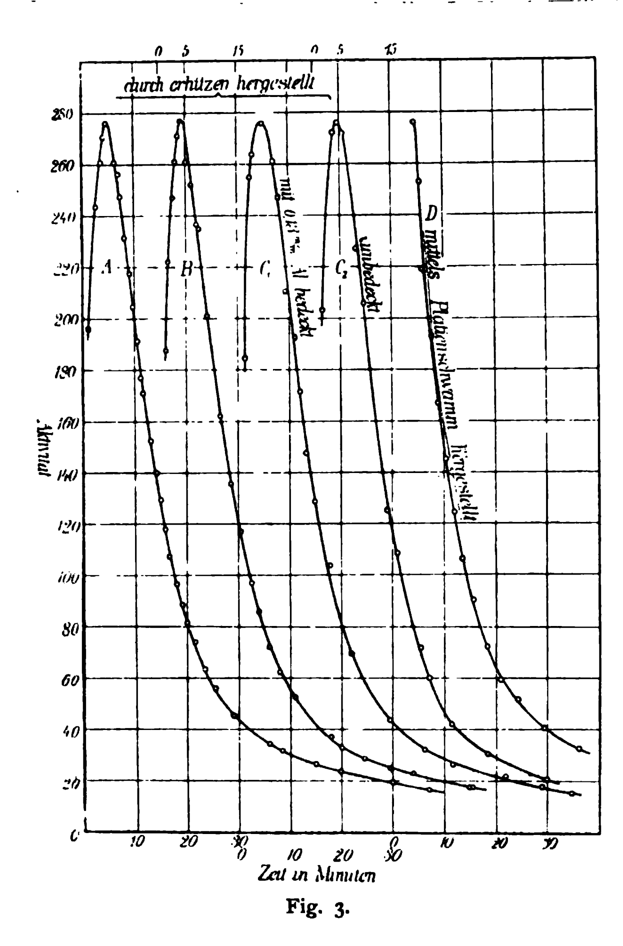


Fig. 3.

Kurve ist etwas flacher als bei den übrigen Kurven und das Maximum erscheint etwas nach rechts verschoben. Auf die Deutung dieses Befundes kommen wir weiter unten zu sprechen.

Zur Aufnahme der Kurve D wurde eine salzsaure Lösung des aktiven Niederschlags einige Sekunden lang mit Platinschwamm gekocht, abfiltriert, ausgewaschen und möglichst schnell getrocknet. Der Niederschlag gelangte 4,5 Min. nach seiner Herstellung zur Messung.

Die Kurve D zeigt keinen anfänglichen Anstieg.

Die einfachste Deutung der erhaltenen Kurven ist die, daß durch das Erhitzen außer dem Aktinium A auch die neue Substanz, die wir als Aktinium C bezeichnen wollen, abgetrennt wird, während Aktinium B allein zurückbleibt. Aktinium B zerfällt dann unter Aussendung von α-Partikeln mit der Periode von 2,15 Min. und bildet das β-strahlende Aktinium C. Daher wird anfangs die Aktivität sehr rasch ansteigen, nach wenigen Minuten ein Maximum erreichen und dann mit der Periode des Aktinium C abfallen. Kurve D ist somit dahin zu erklären, daß entweder bei der Fällung mit Platinschwamm nur Aktinium C abgetrennt wird, oder — und dies ist die wahrscheinlichere Annahme —, daß der anfängliche Anstieg deshalb nicht beobachtet wurde, weil das Präparat nicht rasch genug nach erfolgter Fällung zur Untersuchung gelangen konnte.

Alle Kurven zeigen schließlich den dem Aktinium $A + B + C$ im Gleichgewicht entsprechenden Verlauf.

Bevor wir auf die theoretischen Folgerungen unserer Annahme und ihre Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden näher eingehen, geben wir in Fig. 4 eine größere Anzahl logarithmischer Abklingungskurven des Aktinium C wieder. Sie wurden aus den experimentell gefundenen Kurven nach Abzug der auf Aktinium $A + B + C$ entfallenden Aktivität konstruiert.

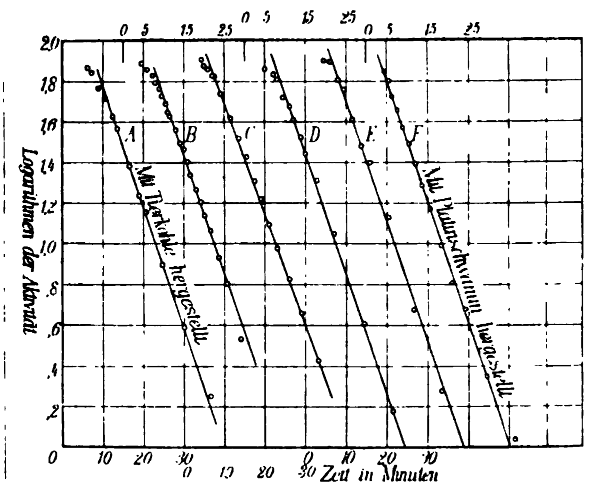


Fig. 4.

Die Kurve A rührt von einem mit Tierkohle gefällten Produkt her. Die Kurve F wurde mit dem durch Platinschwamm gefällten Präparat aufgenommen, die übrigen Kurven stammen von Erhitzungsversuchen.

Wieder liegen die experimentell gefundenen Punkte auf Geraden und zeigen in guter Übereinstimmung, daß ein einheitliches radioaktives Produkt vorliegt.

Die aus den Kurven ermittelten Zerfallsperioden sind:

1.	5,05 Min.
2.	5,1 „
3.	5,4 „
4.	5,1 „
5.	5,15 „
6.	5,1 „
Unter Ausschaltg. des Wertes 3 ergibt sich im Mittel	5,1 Min.

Daraus folgt für λ (Aktinium C) 0,1360 min^{-1}.

Vergleich der experimentell gefundenen mit den theoretisch berechneten Kurven.

Unter der Voraussetzung, daß Aktinium A strahlenlos ist, Aktinium B nur α-Strahlen, Akti-

nium C nur $\beta(+\gamma)$-Strahlen aussendet, lassen sich nach den Rutherfordschen Gleichungen die theoretischen Kurven konstruieren und auf ihre Übereinstimmung mit den experimentellen prüfen.

Es hat sich aber — wie wir in einer in Kürze erscheinenden Arbeit nachweisen werden — gezeigt, daß obige Voraussetzung für das Aktinium A nicht zutrifft, daß vielmehr auch Aktinium A sehr leicht absorbierbare β-Strahlen emittiert.

Will man nun dennoch die experimentellen Kurven mit den unter obiger Voraussetzung konstruierten theoretischen vergleichen, so müssen die β-Strahlen des Aktinium A abgeblendet werden. Dies gelingt leicht durch Bedecken des Präparates mit einigen Aluminiumfolien.

Um unsere Behauptung der Entstehung des Aktinium C aus dem Aktinium B zu beweisen, haben wir die theoretische Kurve für den Anstieg der β-Aktivität des Aktinium C aus Aktinium B konstruiert.

Nach Rutherford ist die zugehörige Gleichung von der Form:

$$Q = \frac{n\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

Setzt man für n den Wert 100, für λ_1 und λ_2 die den Zerfallsperioden von 2,15 Min. resp. 5,1 Min. entsprechenden Werte, so kann man durch Einsetzen beliebiger Werte für t die theoretische Kurve konstruieren. Dabei ist Voraussetzung, daß das erste Produkt im β-Elektroskop keine Ionisation hervorruft.

Die auf diese Art gewonnene Kurve zeigt Fig. 5, Kurve A. Sie steigt von 0 an, erreicht ein Maximum zur Zeit $T = 4{,}66$ Min. und fällt dann mit der Periode des Aktinium C ab. Der Wert für das Maximum ergibt sich aus der Gleichung:

$$\lambda_1 e^{-\lambda_1 T} = \lambda_2 e^{-\lambda_2 T}.$$

Fig. 5.

In diese theoretische Kurve sind nun die experimentellen Werte der Kurve C_1 aus Fig. 3 eingetragen. Der Übersichtlichkeit halber sind die Abszissen in vergrößertem Maßstab gezeichnet.

Die Versuchsbedingungen waren — wie schon oben angegeben — für diese Kurve so gewählt, daß die leicht absorbierbaren β-Strahlen des ja nie quantitativ abgetrennten Aktinium A ausgeschlossen waren.

Die experimentellen Werte schließen sich, wie man sieht, in sehr guter Übereinstimmung der theoretischen Kurve an. Hiermit ist definitiv der Beweis erbracht, daß unsere Annahme über den genetischen Zusammenhang zwischen den drei Bestandteilen des aktiven Niederschlags richtig ist, daß also der β-strahlende Körper mit der Periode von 5,1 Min. an dritter Stelle steht.

Da die Kurve unter der Voraussetzung konstruiert ist, daß anfangs kein Aktinium C vorhanden war, so zeigt die Übereinstimmung, daß durch Erhitzen Aktinium C quantitativ entfernt wird. Außerdem zeigen die früher erwähnten α-Kurven der Fig. 1 und 2, daß Aktinium C keine α-Strahlen aussenden kann.

Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den Befunden des einen von uns[1]), nach denen der aktive Niederschlag des Aktiniums im Gegensatz zu dem des Thoriums nur eine Sorte von α-Strahlen emittiert.

Unter dieser Voraussetzung muß natürlich die Abfallskurve für den aktiven Niederschlag des Aktiniums verschieden sein, je nachdem man die α-Strahlen oder die β-Strahlen zur Untersuchung verwendet.

Liegt ein Präparat vor, das so lange exponiert war, daß die Produkte im Gleichgewicht sind, so erfolgt der Abfall der α-Aktivität, da für diese Aktinium C nicht in Betracht kommt, nach der Gleichung[2]):

$$Q = \frac{n}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right).$$

Anders, wenn der Abfall der β-Aktivität zur Messung gelangt. Hier sind drei Produkte in Betracht zu ziehen, von denen zwei β-Strahlen abgeben. Da diese β-Strahlen nicht gleichwertig sind und über ihre Beteiligung an der Ionisierung im Elektroskop nichts bekannt ist, so muß man sich hier wieder durch Abblenden der weichen β-Strahlen des Aktinium A leichter berechenbare Verhältnisse herstellen. Es liegen dann drei Produkte im Gleichgewicht vor, von denen nur das dritte ionisierend wirkt. Der für diesen Fall anwendbare Ausdruck hat die Form:

$$R = n_0\left(ae^{-\lambda_1 t} + be^{-\lambda_2 t} + ce^{-\lambda_3 t}\right).$$

1) O. Hahn, diese Zeitschr. 7, 557—563, 1906.
2) Rutherford, Radioaktivität: S. 343, 1907

Hierbei ist:

$$a = \frac{\lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)\cdot(\lambda_1 - \lambda_3)},$$

$$b = \frac{-\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)\cdot(\lambda_2 - \lambda_3)},$$

$$c = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_3(\lambda_1 - \lambda_3)\cdot(\lambda_2 - \lambda_3)}.$$

λ_1, λ_2, λ_3 sind die dem Aktinium A, B und C beziehungsweise zukommenden Zerfallskonstanten.

Die auf diese Weise konstruierten theoretischen Kurven, die auf den gleichen Anfangswert umgerechnet sind, zeigt Fig. 5, und zwar entspricht die Kurve α dem theoretischen Abfall der α-Aktivität, die Kurve β dem der β-Aktivität.

Um diese Kurven experimentell zu prüfen, wurden bis zum Gleichgewicht induzierte Bleche einmal im α- und einmal im β-Elektroskop zur Messung gebracht.

Die Kreise zeigen die für die β-Aktivität, die Kreuzchen die für die α-Aktivität gefundenen Werte; die Aktivität zur Zeit 0 ist in beiden Fällen gleich gesetzt.

Man erkennt, daß die Kreuzchen sich befriedigend dem Verlauf der α-Kurve, die Kreise dem der β-Kurve anschließen. Die Werte von 21—28 Min. liegen zwar unterhalb der theoretischen Kurve, doch beträgt die größte Abweichung nur 4 Proz.

Noch ausgesprochenere Unterschiede in dem Verhalten der α- und β-Aktivität sollte man bei kurzer Expositionsdauer erwarten. Insbesondere sollten ganz kurze Expositionen einen viel längeren Anstieg der β-Aktivität als der α-Aktivität zeigen. Hier ergaben sich aber Schwierigkeiten. Wurde beispielsweise 1 Min. lang exponiert, so nahm zwar die α-Aktivität etwas zu, die β-Aktivität hingegen nahm rasch ab, blieb dann kurze Zeit konstant und verschwand schließlich mit der Periode des Aktinium A. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich darin zu suchen, daß die schnell zerfallenden Produkte des aktiven Niederschlags in der Luft schweben und sich bei Anlegen des Feldes auf der negativ geladenen Elektrode sammeln. Dieser Effekt ist am deutlichsten, wenn vor Beginn der Exposition kein Feld angelegt war. Auf diesen Umstand hat Miß Brooks[1]) hingewiesen, als sie die Anstiegskurven für den aktiven Niederschlag von Thorium und Aktinium bei verschiedenen Expositionszeiten aufnahm.

Wir haben diese störende Erscheinung dadurch verringert, daß wir Drähte induzierten, die in das Induktionsgefäß hineingebracht werden konnten, ohne daß das angelegte Feld unterbrochen werden mußte. Für ganz kurze Expositionszeiten war aber auch hier der Erfolg nicht zufriedenstellend, weshalb wir von der Wiedergabe der bei kurzen Expositionen erhaltenen Kurven absehen.

1) Phil. Mag. 1904, S. 273 ff.

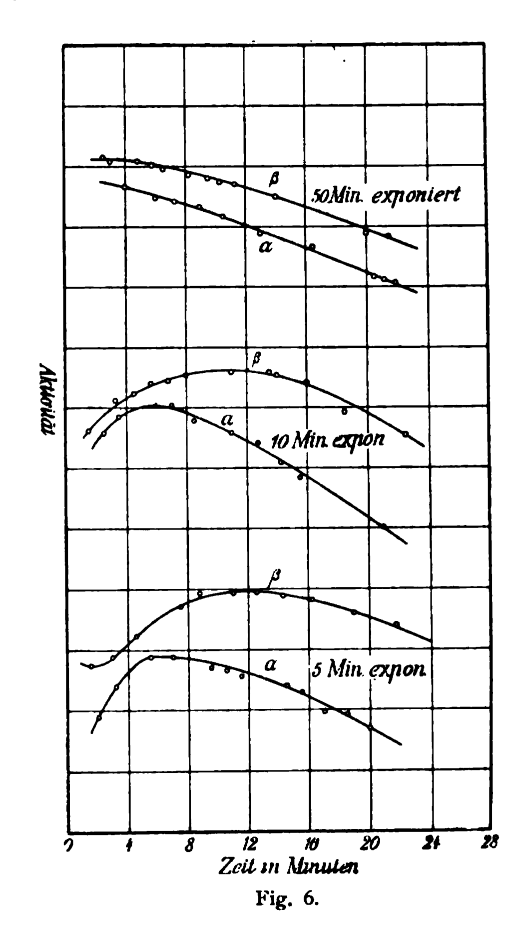


Fig. 6.

In der Fig. 6 sind die bei verschiedener Expositionsdauer gleichzeitig aufgenommenen Kurven für die α- und β-Aktivität wieder gegeben. Die mit α bezeichnete Kurve bezieht sich auf die α-Aktivität, die mit β bezeichnete auf die β-Aktivität.

In der β-Kurve des 5 Min. lang exponierten Präparates erkennt man noch einen sehr geringen Abfall, von überschüssigem Aktinium C herrührend. Die Aktivität nimmt dann bedeutend zu und erreicht ein Maximum nach etwa 12 Min., während das Maximum der entsprechenden α-Kurve schon nach ungefähr 5 Min. erreicht ist.

Ähnliche Verhältnisse liegen bei den Kurven vor, die der Exposition von 10 Min. entsprechen, nur daß hier das Maximum der β-Aktivität im Einklang mit der Theorie etwas früher eintritt.

Die Exposition von 50 Min. entspricht schon nahezu dem Gleichgewichtszustand, so daß die Unterschiede in den beiden Kurven nicht mehr so ausgeprägt sind.

Es stehen also auch die Versuche bei verschiedenen Expositionszeiten mit der Forderung,

daß das β-strahlende Aktinium C den letzten der drei Bestandteile des aktiven Niederschlags vorstelle, in guter Übereinstimmung.

Zusammenfassung der Resultate.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Versuchsergebnisse sind:

1. Der aktive Niederschlag des Aktiniums besteht aus drei wohl charakterisierten schnell zerfallenden Produkten Aktinium A, B und C.
2. Das neue Produkt Aktinium C wurde auf verschiedene Weise von Aktinium A getrennt hergestellt und seine Zerfallsperiode zu 5,10 Min. bestimmt. Es sendet die bis jetzt dem Aktinium B zugeschriebenen $\beta(+\gamma)$-Strahlen aus, emittiert aber keine α-Strahlen.
3. Die α-Strahlen des aktiven Niederschlags rühren nur vom Aktinium B her. Dieses wurde getrennt von Aktinium A hergestellt und sein Abfall durch direkte Messung neu bestimmt. Die Periode ergab sich zu 2,15 Min. in voller Übereinstimmung mit dem von Bronson berechneten Wert.
4. Die Reihenfolge der Produkte wurde aus Anstiegskurven von ursprünglich Aktinium C-freiem Aktinium B festgestellt.

Der aktive Niederschlag des Aktiniums besteht also aus folgenden Produkten:

Produkt	Strahlen	Periode
Aktinium A	β (sehr leicht absorbierbar)	36 Min.
„ B	α	2,15 „
„ C	$\beta(+\gamma)$	5,10 „

5. Die theoretische β-Kurve für den Anstieg ursprünglich Aktinium C-freien Aktinium B, ebenso die für die α- und β-Aktivität des aktiven Niederschlags im Gleichgewicht wurden mit den experimentell erhaltenen verglichen und in guter Übereinstimmung befunden.

Berlin, Chem. Inst. d. Universität.

(Eingegangen 28. August 1908.)

Die Strahlung des Uran-X.

Von M. Levin.

In einer früheren Arbeit[1]) ist gezeigt worden, daß das Uran-X neben den durchdringenden β- und γ-Strahlen noch leichter absorbierbare β-Strahlen besitzt, daß es jedoch keine Strahlen aussendet, deren Ionisierungsbereich größer als 2 mm ist. Der Schluß, daß das Uran-X keine α-Strahlung besitzt, ließ sich sowohl aus Versuchen über die Absorption der Strahlen durch Metallfolien, wie aus der Untersuchung der Strahlen nach der Braggschen Methode ziehen. Die nach der letzteren Methode erhaltenen Kurven zeigten alle eine gemeinsame Eigentümlichkeit, einerlei ob die Strahlenquelle mit einer absorbierenden Metallschicht bedeckt war oder nicht, und unabhängig davon, ob der Strahlenkegel einen engen oder weiten Öffnungswinkel besaß. Mit abnehmender Entfernung zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum nimmt nämlich die Ionisierung pro Zentimeter zu, erreicht ein Maximum und fällt bei weiterer Verminderung des Abstandes rapid ab. Aus dem gleichbleibenden Charakter der Kurven bei Variierung der Versuchsbedingungen ergab sich, daß die Existenz des Maximums auf den Kurven nicht durch die Annahme einer α-Strahlung zu erklären war. Welche Umstände das Auftreten des Maximums bedingen, ist in der früheren Arbeit nicht untersucht worden; im folgenden soll gezeigt werden, daß die Form der Kurven auf Diffusionsvorgänge zurückzuführen ist.

Mit Rücksicht auf die verhältnismäßig schwache Intensität der durch die Strahlen des Uran-X hervorgebrachten Ionisation war bei den früheren Versuchen als unterer Abschluß des Ionisationsraumes ein zur Erde abgeleitetes Drahtnetz von 0,22 cm Maschenweite gewählt worden. Um zu untersuchen, wie die Anzahl der Ionen, welche aus dem unmittelbar über der Strahlenquelle befindlichen Raum in den eigentlichen Ionisationsraum gelangen, durch die Maschenweite des Drahtnetzes beeinflußt wird, wurden außer dem ursprünglichen Drahtnetze solche von 1 cm, bezw. 0,05 cm Maschenweite und eine Aluminiumfolie von 0,00005 cm Dicke verwandt. Um zu verhüten, daß Ionen aus dem unteren Raum in den eigentlichen Ionisationsraum hineingelangen, haben Bragg und Kleeman[1]) unter dem den Ionisationsraum abschließenden, zur Erde abgeleiteten Drahtnetz ein zweites angebracht, das mit dem einen Pol einer Batterie verbunden war, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet wurde; die Einschaltung dieses elektrischen Feldes verhinderte den störenden Eintritt von Ionen in den Ionisationsraum in befriedigender Weise. Eine derartige Anordnung war für den vorliegenden Fall wegen der starken Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die leicht absorbierbaren Strahlen des Uran-X nicht zweckmäßig.

Die Versuchsresultate sind in den Fig. 1 und 2, in denen als Ordinaten die Ionisationsstärken in willkürlichen Massen, als Abszissen die Abstände zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum in Zentimetern aufgetragen sind, graphisch dargestellt. Bei den in den Kurven 1, 2, 3 (der Fig. 1) wiedergegebenen Versuchen wurden Drahtnetze von den Maschenweiten 1 cm bezw.

1) Diese Zeitschr. 8, 585, 1907.

1) Bragg und Kleeman, Phil. Mag. 10, 318, 1905.



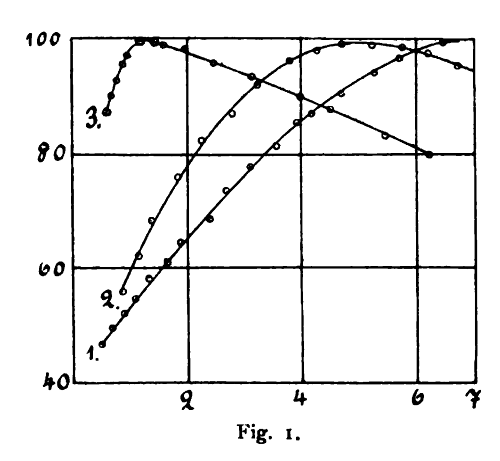


Fig. 1.

0,22 cm und 0,05 cm verwandt. Wie aus der Figur hervorgeht, wird die Lage und der Charakter des Maximums der Ionisation durch die Maschenweite und somit durch die Anzahl der aus dem unteren Raum in den Meßraum gelangenden Ionen bestimmt. Bei zunehmender Dichte des Drahtnetzes verschiebt sich das Maximum zu kleineren Abständen, und prägt sich gleichzeitig schärfer aus. Die anfänglich sehr schnelle Zunahme der Ionisation, wie sie Kurve 3 der Fig. 1 zeigt, könnte zunächst die Vermutung erwecken, als ob dieser Anstieg durch den Eintritt von α-Strahlen in den Ionisationsraum bedingt wäre. Daß diese Erklärung nicht zutreffen kann, geht jedoch aus Kurve 1 der Fig. 2 hervor, bei der ebenfalls ein Drahtnetz von 0,05 cm Maschenweite gebraucht wurde, das Präparat jedoch mit einer Zinnfolie von solcher Dicke (0,00165 cm) bedeckt war, daß α-Strahlen von dem in Frage kommenden Ionisierungsbereich völlig absorbiert wurden. Die Gestalt der Kurven kann also nicht durch α-Strahlen bedingt sein.

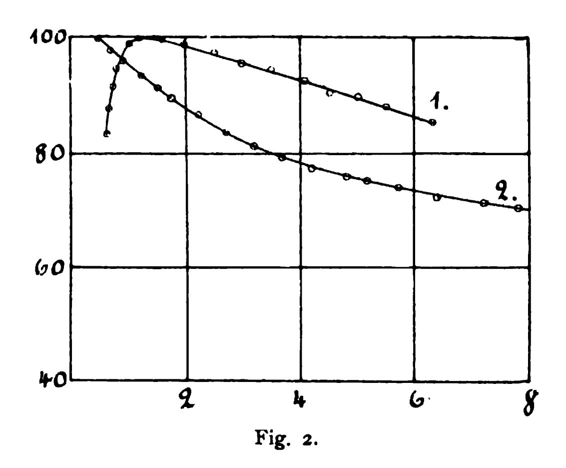


Fig. 2.

Bei den durch Kurve 2 der Fig. 2 wiedergegebenen Versuchen diente Aluminiumfolie der oben erwähnten Dicke, welche den Ionisierungsbereich von α-Strahlen nur um etwa 1 mm verkleinern würde, als unterer Abschluß des Ionisationsraumes. Der Charakter dieser Kurve ist von dem der anderen völlig verschieden. Die Ionisation nimmt mit wachsendem Abstand zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum ab, ohne daß auch bei sehr kleinen Abständen für das Vorhandensein eines Maximums eine Andeutung sich ergäbe, da die Abnahme zunächst schnell, bei größeren Abständen aber sehr viel langsamer erfolgt.

Diese Form der Kurve ist zu erwarten, wenn das Uran-X leicht absorbierbare β-Strahlen aussendet, und daher die Ionisation in geringen Abständen von dem Präparat besonders stark abnimmt; dieses Verhalten der Ionisation als Funktion des Abstandes befindet sich auch in Übereinstimmung mit den früheren Absorptionsversuchen.

Die bei den anderen Kurven zu beobachtende, anfängliche Zunahme der Ionisation ist wohl so zu erklären, daß bei wachsendem Abstande zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum der Raum, aus dem die Ionen an die mit dem Goldblatt des Elektroskops verbundene obere Elektrode getrieben werden, und damit die Zahl der zur Entladung gelangenden Ionen selbst größer wird. Bei großen Abständen reicht die Stärke des elektrischen Feldes nicht mehr aus, um alle Ionen vor ihrer Wiedervereinigung in den Ionisationsraum zu ziehen. Die Zahl der aus dem Außenraum in den Ionisationsraum gelangenden Ionen müßte sich also, wenn die Ionisation pro Zentimeter konstant wäre, einem konstanten Grenzwert nähern. Es rückt jedoch die in der Nähe der Strahlenquelle gelegene stark ionisierte Schicht immer weiter von dem Ionisationsraum fort, und die Strahlen erfahren mit wachsender Größe des in der Luft zurückgelegten Weges eine stetig zunehmende Schwächung ihrer Wirksamkeit. Diese Umstände wirken zusammen, um die Abnahme der Ionisation hervorzubringen. Der Einfluß des zuletzt erwähnten Effektes ist bei großen Abständen, wo fast nur noch die wenig absorbierbaren β-Strahlen den Ionisationsraum erreichen, sehr gering; bei Verwendung von Aluminiumfolie als Abschluß des Ionisationsraumes verlief dementsprechend, wenn das Präparat selbst mit so viel Aluminiumfolie bedeckt war, daß alle wenig durchdringenden Strahlen in ihr absorbiert wurden, die Ionisationskurve bei Verwendung eines engen Strahlenkegels fast horizontal.

Bei Verwendung der dünnen Schicht eines α-Strahlen aussendenden radioaktiven Stoffes als Strahlenquelle ist ein Effekt der hier besprochenen Art, der sich z. B. darin äußern würde, daß die Ionisierungskurve eines einheitlichen Stoffes von großem Ionisierungsbereich bei kleinen Abständen und mit abnehmender



Entfernung zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum eine Tendenz zur Zunahme der Ionisation zeigte, bisher nicht beobachtet worden, auch wenn kein elektrisches Schutzfeld angebracht worden war. Wie bei den β-Strahlen wird auch bei α-Strahlen mit wachsendem Abstand zwischen Strahlenquelle und Ionisationsraum bei Verwendung eines Drahtnetzes als Abschluß des Ionisationsraumes die Zahl der zur Entladung gelangenden Ionen infolge der Vergrößerung des ionisierten Raumes zunehmen. Andererseits vollzieht sich jedoch die Wiedervereinigung der Ionen infolge der durch α-Strahlen hervorgebrachten größeren Ionisation sehr viel schneller als bei den zur Untersuchung gelangten, relativ schwachen Ionisationen durch β-Strahlen. Der Prozentsatz der aus dem Außenraum stammenden Ionen muß daher bei α-Strahlen kleiner und der Einfluß einer Vergrößerung des ionisierten Außenraumes geringer sein, als bei β-Strahlen. Ferner nimmt bei einem α-Strahlenprodukt die Ionisation pro Längeneinheit des Abstandes nicht wie bei den Strahlen des Uran-X ab, sondern zunächst zu. Die Zahl der aus dem Außenraum in den Ionisationsraum gelangenden Ionen wird also nicht, wie bei dem Uran-X, mit zunehmender Entfernung ein Maximum erreichen, dessen Lage von der Maschenweite in hohem Maße abhängig ist, und dann abnehmen, sondern bis zu dem Maximum der Ionisierungsstärke pro Zentimeter der α-Strahlen zunehmen, und dann erst abnehmen. Der Effekt der Diffusion der Ionen wird also im allgemeinen bei den α-Strahlen wesentlich darin bestehen, die Ionisations-Abstandskurve nach der Seite größerer Ionisationen zu verschieben.

Bei der Untersuchung des Ionisierungsbereiches der α-Strahlen von schwach aktiven Präparaten dürfte die Verwendung von dünner Aluminiumfolie, die z. B. mit Hilfe eines Poloniumpräparates leicht zu eichen wäre, als Abschluß des Ionisationsraumes empfehlenswerter sein, als die Verwendung eines schützenden elektrischen Feldes, da die α-Strahlen die Aluminiumfolie, ohne irgendeine Schwächung zu erfahren, passieren, während zwei engmaschige Drahtnetze einen sehr großen Teil der α-Strahlen völlig absorbieren. Bei der Untersuchung emanierender Substanzen dürfte gleichfalls die Verwendung von Aluminiumfolie der eines Drahtnetzes vorzuziehen sein.

Göttingen, 28. August 1908. Institut für physikalische Chemie.

(Eingegangen 29. August 1908.)

Über die Wiedervereinigung von Gasionen.

Von G. Rümelin.

§ 1. Ein im ionisierten Zustande befindliches Gas verliert, wenn der Ionisator plötzlich auf dieses einzuwirken aufhört, nicht momentan seine Leitfähigkeit, sondern allmählich; die Abnahme der Ionenzahl im ccm nach dem Erlöschen der ionisierenden Wirkung ist zwei Ursachen zuzuschreiben, der Wiedervereinigung positiver und negativer Ionen und der Diffusion der Ionen nach Oberflächen hin, an denen sie ihre Ladung abgeben. Spielt die Diffusion keine Rolle, so nimmt, wie Rutherford[1]) zuerst experimentell gezeigt hat, die Ionenzahl ab nach dem Gesetz:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n^2; \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t. \qquad (1)$$

n_0 = Ionenzahl im ccm zur Zeit $t = 0$,
n = Ionenzahl im ccm zur Zeit t.

Die zur Bestimmung von α, dem Koeffizienten der Wiedervereinigung benutzten Methoden lassen sich, wie die von F. Harms[2]) gegebene Übersicht zeigt, einteilen

1. in solche, bei denen das Wiedervereinigungsgesetz (1) direkt geprüft, d. h. die Abnahme der Ionenzahl mit der Zeit gemessen und daraus die Konstante α berechnet wird;
2. Methoden, bei denen α aus der Ionenkonzentration im Gleichgewichtszustande n_0 und der Ionisierungsstärke q bestimmt wird; für den Gleichgewichtszustand gilt bekanntlich die Beziehung:

$$q = \alpha n_0^2. \qquad (2)$$

q = Zahl der Ionenpaare, erzeugt im ccm per Sek.

3. Methoden, bei denen α aus der Gestalt der Sättigungsstromkurve berechnet wird; endlich
4. Methoden, bei denen Beziehungen zu anderen Ionenkonstanten zur Berechnung von α benutzt werden.

Wie die Abnahme nach dem Erlöschen der Wirkung des Ionisators ist auch der Anstieg der Ionenzahl nach dem Einsetzen der ionisierenden Wirkung von 0 auf den der Stärke des Ionisators entsprechenden Grenzwert n_0 ein allmählicher; der Verlauf des Anstiegs ist ebenfalls von der Konstanten abhängig. Langevin[3]) hat darauf hingewiesen, daß die Hauptfehlerquelle bei Wiedervereinigungsversuchen, die Diffusion der Ionen, den Anstieg der Ionenzahl in weit geringerem Maße beeinflußt als den Grenzwert n_0 und das Abnehmen von diesem Grenzwert, wenn der Ionisator aufhört

1) Phil. Mag., Nov. 1897.
2) Jahrb. d. Rad. u. Elektronik **3**, 321, 1906.
3) Journ. de phys. **4**, 322, 1905.

zu wirken. Es hat dies darin seinen Grund, daß die Diffusion im Vergleich zur Wiedervereinigung ein sehr langsam verlaufender Vorgang ist, so daß kurze Zeit nach Beginn der ionisierenden Wirkung die Ionenkonzentrationen noch nicht merklich durch Diffusion geändert worden sind.

Der Zweck der Versuche, über die hier berichtet werden soll, war, eine Methode zur Bestimmung von α aus dem Ansteigen der Ionenkonzentration auszuarbeiten.

§ 2. Werden in dem Gasraum von dem Zeitpunkt $t = 0$ an q Ionenpaare per ccm erzeugt, dann gilt:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2$$

oder integriert:

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \frac{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} - 1}{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} + 1}. \qquad (3)$$

Diese von Rutherford[1]) abgeleitete Beziehung gibt den Anstieg der Ionenzahl im ccm, wenn zur Zeit $t = 0$ das Gas überhaupt nicht ionisiert war. Diese Formel behält ihre Gültigkeit, wenn die zur Zeit $t = 0$ vorhandenen Ionen durch eine hinreichende Potentialdifferenz so schnell entfernt werden, daß die von ihnen in 1 Sek. zurückgelegte Wegstrecke groß ist gegenüber den Dimensionen des betrachteten Volumens in der Richtung der angelegten EMK. Hört nämlich zur Zeit $t = 0$ diese EMK. auf zu wirken, so werden sich in irgendeinem Volumteil in diesem Zeitpunkt die Ionen vorfinden, die um so viel früher erzeugt worden sind, daß sie gerade den Weg von ihrer Erzeugungsstelle bis zu dem betrachteten Volumteil zurückgelegt haben. Durch Erhöhung der Geschwindigkeit der Ionen, also Erhöhung der EMK., läßt sich das Zeitintervall, währenddessen die Ionen erzeugt werden, die nicht abgeschieden werden, und damit die Anfangskonzentration beliebig herabdrücken.

Läßt man den Ionisator dauernd wirken und die Ionen von $t = 0$ bis $t = t_1$ sich ansammeln, ohne sie durch eine EMK. zu bewegen, um sie hierauf durch eine t_2 Sek. wirkende Sättigungspotentialdifferenz gegen eine Auffangelektrode zu treiben, so schlägt sich per ccm die Elektrizitätsmenge

$$E = \varepsilon \left[\sqrt{\frac{q}{\alpha}} \frac{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t_1} - 1}{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t_1} + 1} + q t_2 \right] \qquad (4)$$

ε = Ladung eines Ions.

nieder. Würde man t_2 konstant lassen, t_1 variieren, so wäre dadurch die Möglichkeit gegeben, Gleichung (3) experimentell zu prüfen und daraus α zu berechnen.

1) loc. cit.

Es ist jedoch experimentell einfacher, t_1 und t_2 so zu variieren, daß t_1 und t_2 in konstantem Verhältnis stehen. Diese Bedingung kann dadurch realisiert werden, daß eine Kontaktfeder auf einem in zwei Sektoren geteilten Metallring schleift, wobei die Sektoren auf den Potentialen 0 bezw. $+V$ gehalten werden. Die Variation von t_1 und t_2 wird dann einfach durch Änderung der Umlaufsgeschwindigkeit des Kontaktringes bewirkt.

Setzt man $t_1 + t_2 = t$ (Umlaufszeit), $t_2 = \gamma t$ (Apparatkonstante), $\frac{1}{t} = s$ (Anzahl der Umdrehungen pro Sek.) und führt die der Umdrehungsgeschwindigkeit proportionale Hilfsvariable

$$x = \frac{s}{2(1-\gamma)\sqrt{q\alpha}}$$

ein, so erhält man aus (4):

$$E = \varepsilon \left[\sqrt{\frac{q}{\alpha}} \frac{e^{\frac{1}{x}} - 1}{e^{\frac{1}{x}} + 1} + \frac{\gamma q}{s} \right]$$

für die bei einer Umdrehung aus 1 ccm enthaltene Elektrizitätsmenge. Im Volumen V erhält man daher in 1 Sek. $E \cdot s \cdot V$ oder

$$i = \varepsilon q \cdot V \cdot \left[x \frac{e^{\frac{1}{x}} - 1}{e^{\frac{1}{x}} + 1} \cdot 2(1-\gamma) + \gamma \right]. \qquad (5)$$

Da der Sättigungsstrom durch $J = \varepsilon q V$ gegeben ist, läßt sich (5) schreiben:

$$\frac{i/J - \gamma}{2(1-\gamma)} = x \frac{e^{\frac{1}{x}} - 1}{e^{\frac{1}{x}} + 1}. \qquad (6)$$

Unter der Voraussetzung homogener Ionisation und der Gültigkeit des Wiedervereinigungsgesetzes (1) müssen sich die Beobachtungen durch diesen Ausdruck darstellen lassen.

Die Funktion

$$x \frac{e^{\frac{1}{x}} - 1}{e^{\frac{1}{x}} + 1}$$

ist für kleine Werte von x durch x zu ersetzen, da der Bruch angenähert den Wert 1 hat. Für größere Werte von x wächst die Funktion langsamer und nähert sich asymptotisch dem Wert $^1/_2$. Wir haben also zu erwarten, daß die bei niederen Umdrehungsgeschwindigkeiten aufgefangenen Elektrizitätsmengen linear von derselben abhängen.

Bei höherer Umdrehungszahl müssen die Elektrizitätsmengen langsamer wachsen; für den Grenzwert für unendlich rasche Umdrehung erhalten wir aus (6), daß $i = J$ sein muß, d. h. wir müssen den Sättigungsstrom erhalten, wenn wir eine Sättigungspotentialdifferenz nicht ein

für allemal anlegen, sondern intermittierend sehr rasch hintereinander, während in den Zwischenzeiten keine EMK. auf die Ionen wirken.

Lassen wir in (6) den Faktor

$$\frac{e^{\frac{1}{x}}-1}{e^{\frac{1}{\lambda}}-1}$$

weg und ersetzen x wieder durch seinen Wert, so erhalten wir

$$i/\mathfrak{J}-\gamma=\frac{s}{V q \alpha}$$

oder, wenn ϑ die Steigung der $i\mathfrak{J}$, s-Kurven bedeutet:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon}=\frac{V}{\mathfrak{J}}\operatorname{ctg}^2\vartheta. \qquad (7)$$

Diese Formel gilt nur für den geradlinigen Teil der Kurven, es müssen aber die experimentellen Werte der Gleichung (6) Genüge leisten, wenn in x der aus 7 berechnete Wert für $\frac{\alpha}{\varepsilon}$ eingesetzt wird.

§ 3. Fehlerquellen. Bei der Ausführung der im vorigen Paragraphen angegebenen Methode sind folgende Fehlerquellen zu berücksichtigen:

Während der Zeit, in der die Ionen sich anhäufen, darf keine EMK. auf sie einwirken. Der im Versuchsgefäß fast stets auftretende Voltaeffekt v zwischen den Elektroden ist durch Kompensation an einem Kompensationsapparat unschädlich zu machen. Das Potential der mit dem Rotationsapparat verbundenen Elektrode wird dann nicht abwechselnd auf o und $+V$, sondern auf $-v$ und $\pm V$ gebracht. Die $i/\mathfrak{J}$, s-Kurven schneiden, wenn der Voltaeffekt nicht kompensiert wird, die $\frac{i}{\mathfrak{J}}$-Achse nicht im Punkte γ, wie die Theorie es verlangt, sondern höher oder tiefer, ebenso ist die Steigung des geradlinigen Teils der Kurve eine veränderte, da der Voltaeffekt die $\frac{i}{\mathfrak{J}}$-Werte um so stärker beeinflußt, je kleiner die Umdrehungszahl s ist.

Die Aufladegeschwindigkeit $\frac{dv}{dt}$ des isolierten Systems dient als Maß für die Stromstärken i und $\mathfrak{J}$; erhöht sich das Potential desselben, so wird die Geschwindigkeit der Aufladung infolge von Ladungsverlusten kleiner. Die gesuchte Größe ist der bezüglich dieser Verluste korrigierte Wert von $\frac{dv}{dt}$. Ist das isolierte System zur Zeit $t=0$ auf das Potential geladen und verstreicht die Zeit t Sek. bis zur Erreichung des Potentials v_0+v_1, $t+\tau$ Sek., während des Anstiegs von v_0+v_1 auf v_0+2v_1, so ist, wenn τ klein gegen t,

$$\frac{dv}{dt}\text{korr.}=\frac{v_1}{t}\left(1+\frac{\tau}{2t}\left(1+2\frac{v_0}{v_1}\right)\right).$$

Diese Korrektion wurde dadurch möglichst herabgedrückt, daß die Aufladung nur bis ca. 0,25 V beobachtet wurde; immerhin betrugen bei starker Ionisation bei den i-Strömen, bei denen das Zurückfließen der aufgefangenen Ladung durch das ionisierte Gas erfolgte, die Korrektionen bis zu 4 Proz.; bei den Sättigungsströmen waren sie zu vernachlässigen.

Das Versuchsgefäß wirkt als Kondensator; infolge der Influenz sammelt sich auf der isolierten Elektrode die Elektrizitätsmenge $-CV$ an, wenn die mit dem Rotationsapparat verbundene Elektrode von o auf $+V$ geladen wird; das isolierte Quadrantenpaar erhält stoßweise eine positive Ladung, die die Elektrometernadel bei langsamer Umlaufsgeschwindigkeit nicht zur Ruhe kommen läßt.

Diese Influenzladung wird unschädlich gemacht durch eine Luftkondensatorkapazität, dessen eine Belegung mit der isolierten Elektrode des Versuchsgefäßes verbunden ist; mit Hilfe des Rotationsapparats wird dieser Belegung zu gleicher Zeit wie dem Meßgefäß eine Influenzladung erteilt, die der vorigen entgegengesetzt gleich ist.

§ 4. Apparat. Mit Berücksichtigung der im vorigen Paragraphen angegebenen Fehlerquellen ergab sich folgende, in nachstehender Fig. 1 schematisch dargestellte Anordnung:

Eine um ihre Achse drehbare Hartgummiwalze trägt 5 Ringe aus Messing, auf denen Kontaktfedern schleifen. Die Ringe 1, 3, 5

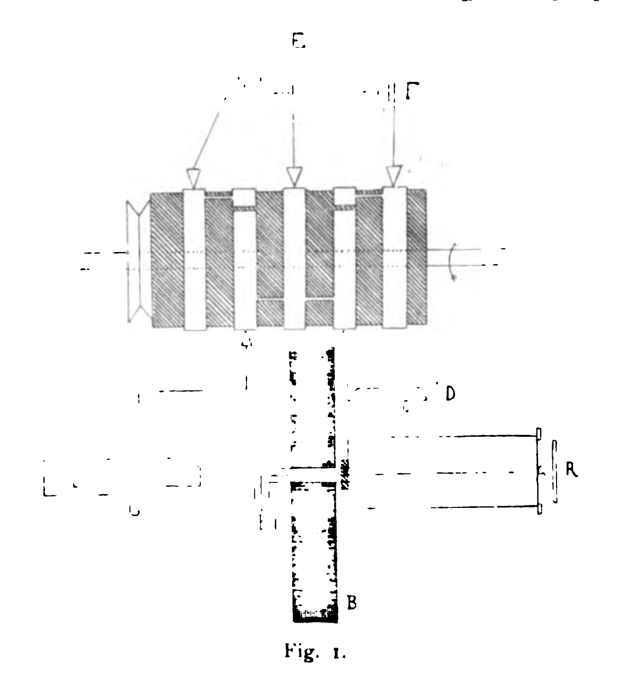


Fig. 1.

sind ungeteilt; auf den Ringen 2 und 4 durch parallel zur Achse gefräste Nuten-Sektoren von je $^1|_{10}$ des Umfangs von dem übrigen Teil der Ringe isoliert. Die Kontaktfedern der Ringe 2 und 4 passieren die Trennungsstellen gleichzeitig. Ring 3 ist mit den beiden großen, 1 und 5 mit je einem der kleinen Segmente der Ringe 2 und 4 verbunden.

Ring 3 ist geerdet, Ringe 1 und 5 sind mittels einer Hochspannungsbatterie F auf konstanten entgegengesetzten Potentialen gehalten. Vermöge der Kontaktfedern von 2 und 4 wird zu gleicher Zeit im Meßgefäß das Feld angelegt und der zur Kompensation der Influenzladung dienende Kondensator C geladen. Zwischen Ring 4 und dem Meßgefäß ist eine isoliert aufgestellte Stromverzweigung D eingeschaltet, die zur Kompensation des Voltaeffekts in diesem dient. Ein Bleischirm B hält die durchdringende Strahlung von den außerhalb des Meßgefäßes befindlichen isolierten Apparatteilen ab.

A = Aluminiumfenster des Meßgefäßes,
B = Bleischirm,
C = Kondensator variabler Kapazität,
D = Kompensationseinrichtung,
E = Erdleitung,
El = Elektrometerleitung,
F = Hochspannungsbatterie.

Es wurden nach der angegebenen Methode zunächst Messungen an trockener, staubfreier Luft von Atmosphärendruck angestellt, wobei verschiedene Ionisierungsstärken und verschiedene Arten der Ionisierung in Anwendung kamen.

Fig. 2 stellt einige der erhaltenen Resultate graphisch dar. Kurve A bezieht sich auf Ionisierung durch α-Strahlen von Radium, das in dünner Schicht auf einer Elektrode durch Eindampfen einer $RaBr_2$-Lösung niedergeschlagen war. Kurve B wurde erhalten mit einer dicken Schicht Uranoxyd als Strahlenquelle. Bei Kurve C erfolgte die Ionisation durch $\beta+\gamma$-Strahlen von 1 mgr $RaBr_2$, das, in Glasröhrchen eingeschmolzen, durch ein Al-Fenster in das Meßgefäß strahlte.

Die Messungen stehen mit der Theorie insofern in Einklang, als die Kurven unabhängig von dem Vorzeichen der aufgefangenen Ladung und unabhängig von dem Elektrodenabstand sind. Ebenso ist der lineare Anstieg der i/J, s-Kurven mit der Umdrehungsgeschwindigkeit

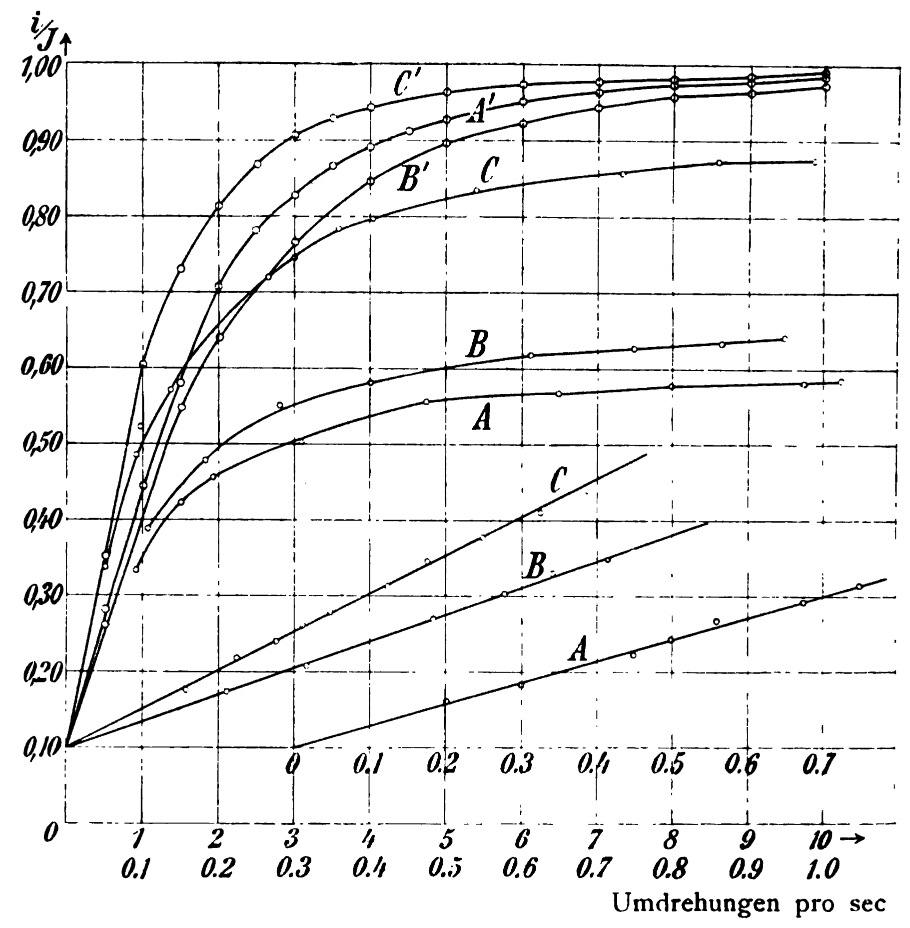


Fig. 2.

vorhanden. Eine Diskrepanz zeigt sich jedoch bei höheren Geschwindigkeiten, indem alle erhaltenen Kurven tiefer liegen, als sich nach Gleichung (6) aus der Anfangssteigung berechnet. Zum Vergleich sind diese theoretischen Kurven $A' B' C'$ mit gezeichnet.

Es frägt sich nun, wie diese Nichtübereinstimmung zwischen Theorie und Versuch zu erklären ist.

Eine naheliegende Annahme wäre die, daß unter den erzeugten Ionen schwerer bewegliche vorhanden sind, für welche die Zeit, während der die EMK. wirkt, zur Abscheidung an der Auffangelektrode nicht ausreicht. Bei Ionen normaler Beweglichkeit ist dies bei den verwendeten Dimensionen und Spannungen ausgeschlossen. In diesem Falle müßte Erhöhung der EMK. die Kurven erhöhen, was nicht zutrifft; bei 300 bis 1500 Volt/cm ergab sich kein Unterschied der Kurven. Sehr träge Ionen, wie Langevin[1]) sie gefunden hat, müßten sich naturgemäß der Beobachtung entziehen, da das Auffangen aller in dem Gefäß enthaltenen derartigen Ionen in sehr kurzer Zeit enorme Feldstärken beanspruchen würde.

Bragg und Kleeman[2]) haben festgestellt, daß die Gestalt der Sättigungsstromkurven bei gleich starker Ionisierung eine verschiedene ist, je nachdem α- oder β-Strahlen als Ionisator wirken. Bei einer Feldstärke, die bei β-Ionisierung 95 Proz. Sättigung hervorbringt, ist der durch das gleichstark durch α-Strahlen ionisierte Gas fließende Strom erst ca. 70 Proz. des Sättigungsstromes.

Das Anwachsen des Stromes bei starken elektrischen Feldern schreiben Bragg und Kleeman halbdissoziierten Molekülen zu, die erst unter der Mitwirkung starker elektrischer Felder in Ionen zerfallen. Bei der Ionisierung durch α-Strahlen sind jedenfalls sehr viel mehr solcher halbdissoziierter Moleküle vorhanden, als im Falle der β- und γ-Ionisierung. Durch die Annahme solcher halbdissoziierter Ionen lassen sich die beschriebenen Versuche wohl erklären, indem die Differenzen zwischen beobachteten und theoretischen Kurven eben den halbdissoziierten Molekülen zuzuschreiben sind, die bei der Messung des Sättigungsstromes J mit gemessen werden, bei der Messung von i dagegen nur zu einem Teil (10 Proz.) während der Dauer der Stromstöße.

Berechnet man für die drei als Beispiel angegebenen Kurven die Konstante α, so ergibt sich folgende Übersicht:

V	J	ctg	α/e	Strahlenquelle
66,0 ccm	0,484 ESE.	3,52	4240	α-Strahlung von $RaBr_2$
94,9 „	0,131 „	1,98	5820	$\beta+\gamma$-Strahlg. „ „
50,0 „	0,105 „	2,86	12100	α-Strahlg. von Uranoxyd

1) Comptes rendus **140**, 232, 1905.
2) Phil. Mag., Mai 1906.

Der Wert 4240 für starke Ionisierung stimmt mit dem von Retschinsky unter ähnlichen Versuchsbedingungen erhaltenen, 4140, überein; von einer Übereinstimmung untereinander ist keine Rede, es ist dies wohl auch nicht zu erwarten, da die Anfangswiedervereinigung bei den Kurven eine verschieden große Rolle spielt. Die bei der Urankurve erhaltene Zahl ist vielleicht dadurch entstellt, daß die ionisierte Luft Staubteile enthielt, die von dem Uranoxyd herrührten.

Herrn Professor Rutherford danke ich herzlichst für die Anregung und Anleitung zum Arbeiten auf diesem Gebiet; ebenso danke ich Herrn Geheimrat Himstedt für wertvolle Ratschläge bei der Fortsetzung dieser Arbeit im hiesigen Institut.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 7. September 1908.)

Weitere Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Substanzen.

Von J. Stark und W. Steubing.

§ 1. Einleitung. — Eine kürzlich in dieser Zeitschrift veröffentlichte experimentelle Untersuchung[1]) hat folgende Resultate ergeben. Die Absorption des Lichtes in den nach längeren Wellen laufenden Banden des Benzolringes ist begleitet von Fluoreszenz in diesen Banden und von Emission negativer Elektrizität. Die Absorption des Lichtes in den nach kürzeren Wellen laufenden Banden einiger Chromophore ist nicht begleitet von einer Fluoreszenz in diesen Banden, noch von einem lichtelektrischen Effekt. Dieses zweite Resultat negativen Inhalts wurde lediglich für zwei Chromophore gewonnen, nämlich für die Nitrogruppe (NO_2) und die Carbonylgruppe (CO). Es für weitere Chromophore zu prüfen, war die eine Aufgabe der vorliegenden Untersuchung.

Eine zweite wichtigere Aufgabe wurde der experimentellen Untersuchung durch die Theorie des Bandenspektrums gestellt, deren Grundzüge der eine von uns in früheren Mitteilungen[2]) gegeben hat. Die Folgerungen dieser Theorie decken sich zunächst mit den eingangs formulierten zwei Resultaten der Erfahrung; sie gehen aber auch in folgendem Satz, der in einer späteren Mitteilung ausführlich begründet werden wird, über die Erfahrung hinaus. Eine vollständige Emissions- oder Absorptionsbande von Valenzelektronen besteht aus einer nach längeren Wellen

1) J. Stark und W. Steubing, diese Zeitschr. **9**, 481, 1908.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 81, 1907; **9**, 85, 487, 1908.

laufenden Bande („kurzwelligen Bande") und einer nach kürzeren Wellen laufenden Bande („langwelligen Bande"); diese zwei Banden sind in der Weise miteinander genetisch gekoppelt, daß die Absorption des Lichtes in der kurzwelligen Bande von einer Fluoreszenz in der konjugierten langwelligen Bande begleitet ist.

Für die experimentelle Prüfung dieser theoretisch vorausgesagten merkwürdigen Verkoppelung zweier Absorptionsbanden waren folgende Fälle zu erwägen. Benzol besitzt im zugänglichen Ultraviolett Absorptionsbanden, die nach längeren Wellen laufen; die konjugierten „langwelligen" Banden liegen vermutlich im Ultrarot. Da in diesem Gebiete des Spektrums die Beobachtungsmethoden relativ wenig empfindlich sind, so sahen wir von der Untersuchung des Benzols unter dem neuen Gesichtspunkt ab. Beim Benzolring geht die Verschiebung der Absorptionsbanden der gelockerten Valenzelektronen am weitesten nach längeren Wellen, da in ihm drei Äthylengruppen eng zusammengebunden sind; gleichwohl liegen die kurzwelligen Banden des Benzols noch weit im Ultraviolett (233—271 $\mu\mu$). Bei denjenigen organischen Substanzen, welche nur eine chromophore Gruppe oder zwar mehrere, aber weniger dicht als im Benzol gelagerte Gruppen enthalten, liegen die „langwelligen" Absorptionsbanden der gelockerten Elektronen im sichtbaren oder zugänglichen ultravioletten Spektrum. Es war darum zu vermuten, daß die konjugierten „kurzwelligen" Banden im äußersten eben noch zugänglichen oder noch weiter im unzugänglichen Ultraviolett liegen. Wenn uns auch die zweite Möglichkeit als wahrscheinlicher vorkam, so hielten wir es doch nicht für ausgeschlossen, daß sich organische Substanzen finden liessen, deren in das sichtbare Spektrum hineinreichende langwellige Banden dadurch zur Fluoreszenz sich anregen lassen, daß man in Banden, die im äußersten Ultraviolett liegen, Licht zur Absorption bringt.

§ 2. Methoden. — Als Lichtquelle zur Erregung der Fluoreszenz konnte für den angestrebten Zweck nicht mehr die Quecksilberlampe aus Quarzglas in Betracht kommen. Der *Hg*-Lichtbogen besitzt nämlich zwar unterhalb λ 250 $\mu\mu$ noch eine Reihe von Linien[1]), sogar noch bei λ 194 $\mu\mu$ eine Linie; indes sind diese alle wenig intensiv. Dagegen emittiert Aluminium im kondensierten Funken bei λ 199, 194, 186 und 185 $\mu\mu$ lichtstarke Linien. Um intensives Licht im äußersten Ultraviolett zur Absorption bringen zu können, wählten wir darum als Lichtquelle den Aluminiumfunken. Er wurde hergestellt zwischen zwei bis auf etwa 1 cm Abstand einander gegenüberstehenden dicken Stiften aus Aluminium; parallel zur Funkenstrecke waren vier mäßig große Leidener Flaschen geschaltet; als Induktorium wurde ein mittelgroßes Instrument verwendet, das für große sekundäre Stromstärke gebaut ist; es wurde mit 5 Ampere Wechselstrom von 80—100 Perioden betrieben.

Zur Beobachtung der Fluoreszenz diente in der vorliegenden Untersuchung nicht der Spektrograph. Da gerade nach einer Fluoreszenz im sichtbaren Spektrum gesucht werden sollte, so diente zu ihrem Nachweis die okulare Beobachtung. Diese erfordert eine viel kürzere Zeit als die photographische Methode und mußte auch aus folgendem Grunde gewählt werden. Die Resultate, welche bei einer längeren Bestrahlung mit dem kurzwelligen, chemisch sehr wirksamen Licht erhalten worden wären, würden nicht gegen den Einwand sicher sein, daß sie gefälscht sind durch eine chemische Umwandlung der bestrahlten Substanz.

Die okulare Beobachtung der Fluoreszenz erfolgte nach zwei Methoden. Die erste, die übliche, besteht darin, die Substanz, die sich in einem Reagenzglas aus Quarz befindet, vertikal von oben zu beleuchten und das horizontal ausgestrahlte Fluoreszenzlicht zu beobachten, während das Auge des Beobachters vor dem direkten Licht der Strahlungsquelle geschützt ist. Hierbei hat das erregende Licht, bevor es die zu untersuchende Flüssigkeit erreicht, im allgemeinen durch eine Dampfschicht oberhalb der Flüssigkeit zu gehen. Bei einigen Substanzen, nämlich Phoron, Dimethylfulven, Diphenylketen, ist nun bei Zimmertemperatur die Absorption der Wellenlängen, welche Fluoreszenz erregen, in der Dampfschicht so groß, daß die Flüssigkeit nicht mehr von wirksamem Licht erreicht und darum in ihr keine Fluoreszenz erregt werden kann. In diesem Falle wandten wir eine andere Methode der Erregung und Beobachtung von Fluoreszenz an. Wir stellten das Quarzglasgefäß in 3—5 cm Abstand vom Funken in gleicher Höhe mit ihm auf. Es konnten nunmehr die wirksamen Strahlen auf einem kurzen Wege durch Luft und durch 0,5—0,75 mm dickes Quarzglas in die zu untersuchende Flüssigkeit gelangen, ohne durch absorbierenden Dampf aus der Substanz geschwächt zu werden. In diesem Falle wurde das emittierte Fluoreszenzlicht vertikal von oben beobachtet, während zwischen den Funken und das Auge ein undurchsichtiger Schirm gehalten wurde. Die Absorption der wirksamen Strahlen in den genannten Flüssigkeiten war so groß, daß sie bereits in einer sehr dünnen Schicht vollkommen war; aus diesem Grunde beschränkte sich die von ihnen hervorgerufene Fluoreszenz ebenfalls auf eine sehr dünne an der inneren Seite der Glaswand anliegende Schicht. Um den Nachweis der-

1) J. Stark und S. Kinoshita, Ann. d. Phys. 21, 473, 1906.

selben zuverlässig zu machen, wandten wir folgendes Verfahren an. Der eine Beobachter sah von oben an der Glaswand entlang in die Flüssigkeit, der andere schob rasch zwischen Funke und Quarzgefäß eine das äußerste Ultraviolett absorbierende Glasplatte oder zog sie rasch aus dieser Stellung zurück. War Fluoreszenz vorhanden, so nahm der erste Beobachter ein Verschwinden oder ein Aufleuchten des sammetartigen Fluoreszenzlichtes an der inneren Seite der Gefäßwand wahr. Änderte dagegen das Vor- oder Zurückschieben der Glasplatte bei einer Substanz die Helligkeit in ihr oder an ihrer Oberfläche nicht, so nahmen wir dies als ein Zeichen dafür, daß die Substanz unter den angegebenen Versuchsbedingungen keine sichtbare Fluoreszenz besitzt.

Bei der zweiten Methode ist streng darauf zu achten, daß die äußere Fläche der Gefäßwand, welche die Strahlen des Funkens zu passieren haben, gut gereinigt ist. Selbst eine kaum wahrnehmbare Schicht der absorbierenden Substanz (z. B. Phoron, Dimethylfulven) vermag die wirksamen Strahlen aufzuhalten.

Bemerkt sei noch, daß wir eine jede Substanz außer im Lichte des Aluminiumfunkens unmittelbar darauf auch im Lichte der Quecksilberlampe auf sichtbare Fluoreszenz nach den vorstehenden Methoden untersuchten.

§ 3. Substanzen. — Von den untersuchten Substanzen haben wir Aceton, Methyläthylketon, Pyrotraubensäure, Phoron, Diacetyl, Kampfer und Kampferchinon von Kahlbaum in Berlin bezogen in dem reinsten Zustand, in dem sie zu haben sind. Im Interesse einer möglichst weitgehenden experimentellen Prüfung der angedeuteten Theorie hielten wir es für wünschenswert, unsere Untersuchung auch auf gewisse interessante Substanzen auszudehnen, welche im Handel nicht zu haben sind, nämlich auf Dimethylfulven, Diazoverbindungen und Ketene. Der eine von uns (Stark) richtete aus diesem Grunde an die Entdecker dieser Verbindungen die Bitte, ihm kleine Quantitäten derselben für die vorliegende Untersuchung zu überlassen. Es ist ihm eine angenehme Pflicht, den Herren J. Thiele (Straßburg) und H. Staudinger (Karlsruhe) auch an dieser Stelle für die ebenso liebenswürdige wie rasche Erfüllung seiner Bitte herzlich zu danken. Herr Professor J. Thiele übersandte ihm zwei größere Quantitäten Dimethylfulven in Glasröhren eingeschmolzen, drei Proben azodicarbonsaures Kalium ebenfalls in Glasröhren eingeschmolzen und eine reichliche Menge Azodicarbonamid. Herr Professor Staudinger stellte ihm Diäthylketen in zwei kleinen zugeschmolzenen Kügelchen, Diphenylketen in vier kleinen zugeschmolzenen Kügelchen zur Verfügung; Dimethylfulven, Diäthylketen und Diphenylketen wurden in einer Kohlensäure-Atmosphäre umgefüllt und so rasch als möglich der Untersuchung unterworfen, da sie an Luft sehr wenig beständig sind.

Der physikalische Gesichtspunkt, unter dem die genannten Substanzen ausgewählt wurden, war folgender. Sie sollten im sichtbaren oder ultravioletten Spektrum eine nach kürzeren Wellen laufende Absorptionsbande und außerdem noch im äußersten Ultraviolett Absorption besitzen. In chemischer Hinsicht hatten die Substanzen die Forderung zu erfüllen, einen Chromophor (gelockerte Valenzelektronen) ohne den Benzolring zu enthalten. Letzterer war deshalb auszuschließen, da er fluoreszenzfähig ist; seine Gegenwart neben einem Chromophor würde es zweifelhaft machen, ob eine beobachtete Fluoreszenz ihm oder diesem zuzuweisen ist. Nur Benzil und Diphenylketen haben wir in die Untersuchung einbezogen; die an ihnen beobachtete Fluoreszenz im Aluminiumfunken ist zweifellos dem Chromophor in ihnen, nicht dem Benzolring zuzuschreiben.

Es dürfte an dieser Stelle erwünscht sein, eine kurze chemische Charakteristik der untersuchten Substanzen vorauszuschicken. Wir folgen hierbei der Darstellung von H. Ley[1]) in einem Bericht über die Beziehungen zwischen Lichtabsorption und Konstitution organischer Verbindungen.

Das azodicarbonsaure Kalium und das Azodicarbonamid.

$$\begin{matrix} N\cdot COOK \\ \| \\ N\cdot COOK \end{matrix} \qquad \begin{matrix} N\cdot CO\cdot NH_2 \\ \| \\ N\cdot CO\cdot NH_2, \end{matrix}$$

beide von J. Thiele und Heuser[2]) entdeckt, enthalten die Azogruppe $-N=N-$ und verdanken dieser ihre gelbe Farbe. Die erste Verbindung ist in Kalilauge von mehr als 5 Proz. löslich und beständig, die zweite ist nur wenig in Wasser löslich. Nach den theoretischen Anschauungen des einen von uns (Stark) enthält die Azogruppe $\begin{matrix} \leftarrow N \leftarrow\rightarrow N \rightarrow \\ | \quad\quad | \\ \circ \quad\quad \circ \end{matrix}$ in diesen Verbindungen zwei gelockerte Valenzelektronen.

Das von J. Thiele[3]) entdeckte in Äther lösliche Dimethylfulven:

$$\begin{matrix} CH=CH \\ | \\ CH=CH \end{matrix}\!\!\!\!> C=C(CH_3)_2,$$

enthält drei Äthylengruppen $>C=C<$. Es wird angenommen, daß es seine rötlichgelbe Farbe dem Umstand verdankt, daß in ihm mehrere Äthylenbindungen in zyklischer Anordnung vorhanden sind. Es scheint dem einen von uns (Stark), daß diejenige Absorptionsbande, welche die gelbe

1) H. Ley, Zeitschr. f. angew. Chem. **20**, 1303, 1907.
2) J. Thiele und Heuser, Lieb. Ann. **290**, 6.
3) J. Thiele, Chem. Ber. **33**, 666, 1900; Lieb. Ann. **348**, 1, 1906.

Farbe bedingt, speziell der dritten seitlich sitzenden Äthylengruppe $\leftrightarrow \overset{\uparrow}{\underset{\circ}{C}} \leftrightarrow \overset{\uparrow}{\underset{\circ}{C}} \leftrightarrow$, an welcher die Methylgruppen substituiert sind, ihren Ursprung verdankt. Die Absorptionsbanden der zwei anderen dicht aneinander gebundenen Äthylengruppen dürften ähnlich wie bei Benzol im Ultraviolett bez. im Ultrarot liegen. Dabei ist natürlich zu berücksichtigen, daß die spektrale Lage der Bande jener ersten Gruppe durch die Gegenwart der zwei anderen Gruppen beeinflußt ist (vgl. diese Zeitschr. **9**, 488, Anm.).

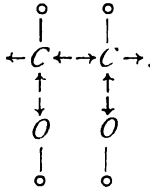
Das von H. Staudinger[1]) entdeckte im Äther lösliche Diäthylketen:

$$(C_2H_5)_2C=C=O,$$

soll nach der von Ley vertretenen Anschauung seine gelbe Farbe der gleichzeitigen Anwesenheit von Doppelbindungen verdanken. Sie dürfte indes ihren Sitz in der Äthylengruppe $\leftarrow \overset{\uparrow}{\underset{\circ}{C}} \leftrightarrow \underset{\circ}{C} \rightleftarrows O$ haben, an der durch die Konfiguration des Moleküls zwei Valenzelektronen gelockert sind. Das gleiche gilt dann von Diphenylketen $(C_6H_5)_2C=C=O$.

Die Verbindungen Aceton CH_3COCH_3, Methyläthylketon $CH_3COC_2H_5$, Pyrotraubensäure CH_3COCO_2H, Kampfer $C_9H_{16}CO$, enthalten alle die Carbonylgruppe CO. Es ist zu vermuten, daß an dieser zwei Valenzelektronen ungesättigt oder nur wenig gelockert sind. Aus diesem Grunde liegen ihre langwelligen Banden noch an der Grenze des sichtbaren und ultravioletten Spektrums.

Das in Äther und Alkohol lösliche Diacetyl, ein α-Diketon, $CH_3CO \cdot CO \cdot CH_3$ ist durch die Gegenwart der zwei Carbonylgruppen $CO \cdot CO$ gelb gefärbt. Es enthält wahrscheinlich vier gelockerte Valenzelektronen gemäß dem Schema:



Das in Alkohol lösliche Kampferchinon $C_8H_{14}COCO$ und das in Äther und Alkohol lösliche Benzil $C_6H_5 \cdot CO \cdot CO \cdot C_6H_5$ verdanken ihre gelbe Farbe ebenso wie Diacetyl ihren zwei nebeneinander liegenden Carbonylgruppen.

Was das gelbe Phoron $(CH_3)_2C=CH \cdot CO \cdot CH=C(CH_3)_2$ betrifft, so sei hier eine Äußerung von O. Wallach[2]) über die Wirkung der Äthylenbindung und der Carbonylgruppe auf die Lichtabsorption wiedergegeben. „Sobald in einer Substanz eine Äthylenbindung benachbart zum Carbonyl tritt, zeigt sie gegen die Muttersubstanz merklich erhöhtes Absorptionsvermögen für die nach dem Violett hin liegenden Lichtstrahlen des Spektrums, und dies Absorptionsvermögen steigt noch erheblich, wenn noch eine zweite Äthylenbindung benachbart an die andere Seite des Carbonyls tritt." — „Ist daher die angenommene Gesetzmäßigkeit richtig, so sollten alle Verbindungen, welche die Gruppierung $:C \cdot CO \cdot C$ enthalten, gelbstichig sein, und diejenigen, welche die Gruppierung $:C \cdot CO \cdot C:$ einschließen, sollten dieselbe Eigenschaft in stärkerem Maße hervortreten lassen."

§ 4. **Absorption.** — Über die Absorption des Acetons, Methyläthylketons, der Pyrotraubensäure, des Diacetyls, Benzils und Kampferchinons liegen bereits eingehende Untersuchungen von E. C. C. Baly und A. W. Stewart[1]) vor. Kampfer wurde ebenfalls von diesen Autoren[2]) und außerdem von W. N. Hartley[3]) untersucht. Die nachstehenden Figuren sind den Abhandlungen von Baly und Stewart

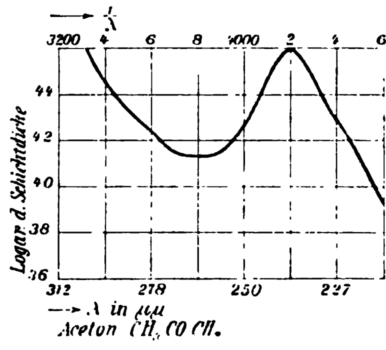


Fig. 1.

entnommen, die Kurve für Kampfer derjenigen von Hartley. Als Abszisse ist an der oberen horizontalen Seite der reziproke Wert der Wellenlänge $\frac{1}{\lambda}$ angetragen, als Ordinate der Logarithmus derjenigen absorbierenden Schichtdicke in Millimeter, welche bei einer Konzentration von $\frac{1}{10000}$ normal eine bestimmte Wellenlänge unter den gegebenen Versuchsbedingungen gerade noch auf der photographischen Platte sichtbar werden läßt.

Das Absorptionsspektrum von Aceton, Methyläthylketon, Pyrotraubensäure, Kampfer, Diacetyl

1) H. Staudinger, Chem. Ber. **38**, 1735; **39**, 968; **41**, 594, 906, 2208.
2) O. Wallach, Gött. Nachr. 1896, 304.

1) E. C. C. Baly und A. W. Stewart, Astrophys. Journ. **24**, 95, 133, 1906.
2) E. C. C. Baly und A. W. Stewart, Journ. chem. soc. **89**, 979, 1906.
3) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **93**, 961, 1908.

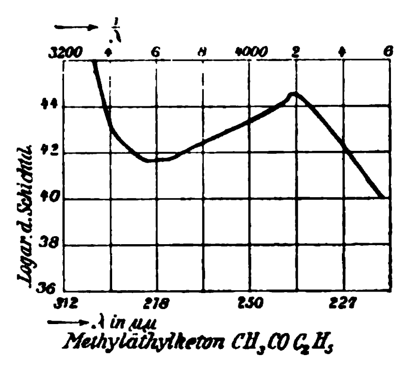


Fig. 2.

und Kampferchinon besteht gemäß den vorstehenden Figuren aus zwei Teilen, einer breiten langwelligen und einer kurzwelligen Bande; die langwellige Bande läuft nach kürzeren Wellen; die kurzwellige Bande ist in ihrem äußersten ultravioletten Teil nicht vollständig angegeben; es läßt sich darum lediglich vermuten, daß sie nach längeren Wellen zu abschattiert ist.

Die Kurve für Benzil zeigt einen komplizierteren Charakter, sie ist nämlich die Resultante aus der Überlagerung der Absorption seines Chromophors $CO \cdot CO$ und seiner zwei Benzolringe.

Über die Absorptionsspektra des azodicarbonsauren Kaliums, Diäthylketens und Dimethylfulvens haben wir orientierende Beobachtungen angestellt, indem wir als kontinuierlichen Grund das Spektrum des Eisenlichtbogens benutzten und die Konzentration der untersuchten Substanz variierten. Da indes unter den Bedingungen, unter welchen wir arbeiten mußten, eine große Genauigkeit nicht zu erzielen war, so sehen wir von der Mitteilung der einzelnen Beobachtungen ab und geben hier nur folgende allgemeine Resultate an.

Azodicarbonsaures Kalium besitzt eine langwellige Absorptionsbande und eine kurzwellige.

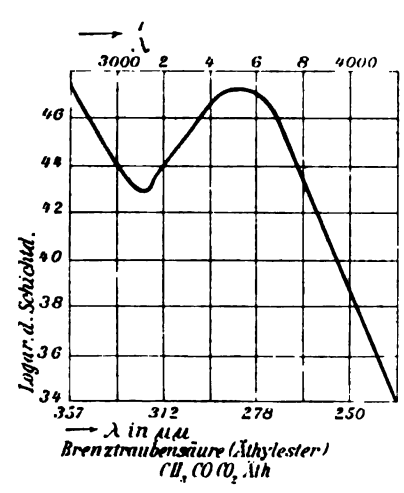


Fig. 3.

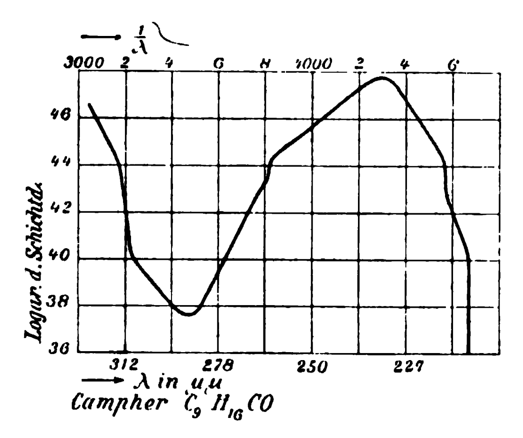


Fig. 4.

Die erstere ist nach kürzeren Wellen abschattiert und hat ihre größte Intensität bei λ 395 μμ. Sie ist gut ausgeprägt bei einer Konzentration von 0,6 g auf 25 cm³ Kalilauge bei 8 mm Schichtdicke.

Diäthylketen hat ebenfalls eine kurzwellige und eine langwellige Absorptionsbande. Die letztere ist stark nach längeren Wellen zu abgeflacht, indes noch mehr nach kürzeren Wellen; sie hat ihre größte Intensität ungefähr bei λ 340 μμ.

Dimethylfulven absorbiert Violett und Ultraviolett sehr stark, stärker als es für die einzelne als Chromophor wirkende Äthylengruppe zu erwarten wäre. Analog wie bei Benzil zeigt sich keine ausgeprägte Absorptionsbande; bei zunehmender Verdünnung weicht die Absorption mehr und mehr nach kürzeren Wellen zurück. 1 Volumen Dimethylfulven auf 400 Volumina Äther läßt in einer Schichtdicke von 8 mm Licht bis λ 430 μμ durch, 1 Volumen Substanz auf 8000 Volumina Äther Licht bis λ 300 μμ. Es scheint, daß das Absorptionsspektrum des

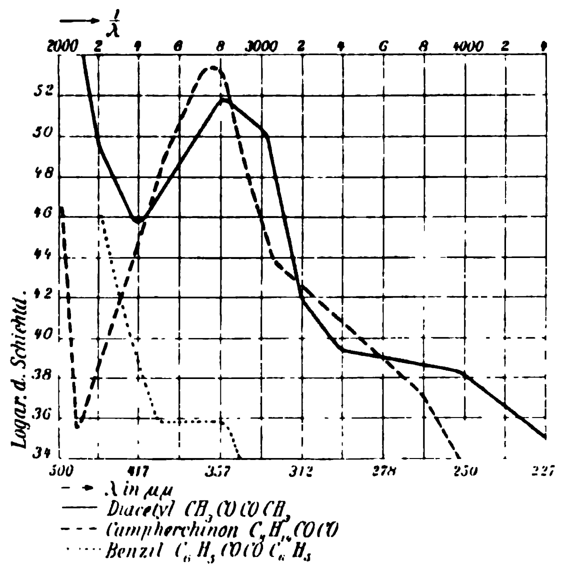


Fig. 5.

Dimethylfulvens aus der Superposition einer langwelligen Absorptionsbande der seitlichen Äthylengruppe mit kurzwelligen Banden der zwei anderen Äthylengruppen resultiert, ähnlich wie bei Benzil die Spektra der zwei Teile des Moleküls sich superponieren.

§ 5. Lichtelektrische Empfindlichkeit. — Die Theorie verlangt, daß die Absorption des Lichtes in langwelligen Banden, die also nach kürzeren Wellen zu abschattiert sind, nicht von einem lichtelektrischen Effekt begleitet sei. In unserer vorausgehenden Untersuchung wurde diese Folgerung an Salpeter und Diacetyl streng, an Harnsäure, Murexid und Violursäure mit großer Annäherung bestätigt gefunden. Wie im Vorstehenden gezeigt wurde, besitzen azodicarbonsaures Kalium und Kampferchinon langwellige Absorptionsbanden. Wie sie, so enthalten auch Azodicarbonamid und Phoron einen Chromophor ohne den Benzolring. Wir haben diese vier Substanzen mit der früher von uns beschriebenen Versuchsanordnung unter Benutzung der Quecksilberlampe auf lichtelektrische Empfindlichkeit untersucht, ohne indes auch nur eine Andeutung eines lichtelektrischen Effektes bei einer derselben zu finden.

Die Theorie fordert für alle Substanzen, welche eine langwellige Absorptionsbande besitzen, das gleichzeitige Vorhandensein einer kurzwelligen Bande. Alle oben angeführten Substanzen besitzen nun im äußersten Ultraviolett Banden und, wie im folgenden Abschnitt mitgeteilt werden wird, ist die Absorption des Lichtes in diesen vermutlich kurzwelligen Banden bei den meisten Substanzen von Fluoreszenz begleitet. Es ist darum zu vermuten, daß diese Substanzen bei Bestrahlung mit dem kurzwelligen Licht des Aluminiumfunkens den lichtelektrischen Effekt zeigen werden. Indes konnten wir mit unserer früheren Versuchsanordnung diese Folgerung nicht prüfen. Das Licht des Aluminiumfunkens ionisiert nämlich bereits den Sauerstoff der Luft in der lichtelektrischen Zelle; um darum den lichtelektrischen Effekt ungestört von einem Leitungsstrom zu erhalten, müßte die Substanz im Vakuum untersucht werden.

§ 6. Fluoreszenz. — Unsere Beobachtungen über die Fluoreszenz der oben charakterisierten Substanzen sind in der Tabelle I übersichtlich zusammengestellt. Aus ihr ist folgendes allgemeine Resultat zu entnehmen. Substanzen, welche infolge der Gegenwart eines Chromophors (Carbonyl-, Äthylengruppe) eine langwellige Absorptionsbande und außerdem im äußersten Ultraviolett eine vermutlich kurzwellige Absorptionsbande besitzen, fluoreszieren in der langwelligen Bande, wenn in der kurzwelligen Licht absorbiert wird. Wie bei den kurzwelligen Banden des Benzolringes fällt auch hier bei den langwelligen Banden das Maximum der Fluoreszenzintensität spektral nicht zusammen mit dem Maximum der Absorption. Wie der eine von uns bereits an früheren Stellen dargelegt hat, erklärt sich diese Erscheinung aus der Absorption, welche das Fluoreszenzlicht auf seinem Wege durch das absorbierende Medium erfährt.

Von dem obigen Satz machen nur die azodicarbonsauren Verbindungen eine Ausnahme. Diese dürfte indes nur scheinbar sein. Es ist möglich, daß die bereits ziemlich kräftige Absorption der Kalilauge im Ultraviolett das meiste erregende Licht vor dem azodicarbonsauren Kalium wegfing. Wahrscheinlicher aber ist, daß die kurzwellige Absorptionsbande der Azogruppe in der Hauptsache unterhalb λ 186 $\mu\mu$ liegt und darum nicht durch Aluminiumlicht zur Fluoreszenz angeregt werden kann und somit auch nicht die mit ihr verkoppelte langwellige Absorptionsbande.

§ 7. Frühere Beobachtungen über die Fluoreszenz aliphatischer Verbindungen. — In außerordentlich vielen Einzelfällen ist festgestellt worden, daß aromatische Verbindungen Fluoreszenzvermögen besitzen. Wie aus ihrer systematischen, spektrographischen Untersuchung auf Fluoreszenz (J. Stark, J. Stark u. R. Meyer, J. Stark u. W. Steubing) hervorgeht, ist der gemeinsame Fluorophor aller aromatischen Verbindungen der Benzolring. Die vorliegende Untersuchung erweitert dies Resultat, indem sie zeigt, daß ein Chromophor im allgemeinen auch zugleich ein Fluorophor ist, wenn nur in seiner kurzwelligen Bande Licht zur Absorption gebracht wird. Und es dürfte durch unsere Beobachtungen unzweifelhaft sichergestellt sein, daß auch aliphatische Verbindungen, wenn ihre Konstitution einer gewissen Bedingung genügt, zu fluoreszieren vermögen. Von früheren Beobachtungen über die Fluoreszenz aliphatischer Verbindungen sind uns nachstehende zur Kenntnis gekommen.

Badenhausen[1]) gibt unter Berufung auf Lenzner an, daß das farblose Tetramethylfulgid bläulich fluoresziere. Mit welcher Lichtquelle diese Fluoreszenz erhalten wurde, konnten wir nicht in Erfahrung bringen. Da uns Tetramethylfulgid nicht zur Verfügung stand, konnten wir jene Angabe nicht mit unseren Methoden nachprüfen.

W. N. Hartley[2]) hat mehrere aliphatische Substanzen in der Weise untersucht, daß er das Bild des Funkens zwischen Polen aus einer Blei-Zinn-Kadmium-Legierung in die Flüssigkeit, die sich in einem Quarzgefäß befand, mit Hilfe einer Quarzlinse projizierte. Nach ihm fluore-

1) Badenhausen, Diss. Leipzig 1906.
2) W. N. Hartley, Journ. Chem. Soc. 63, 243, 1893.

Tabelle I.

Substanz	Konstitution		Konzentration	Absorption		Fluoreszenz			
	Chemische Formel	Gelock. absorb. Elektronen		Max. d. langw. Bande	Obere Grenze d. kurzw. Bande	Farbe	i. Tageslicht $\lambda > 300\ \mu\mu$	i. *Hg*-Licht $\lambda > 250\ \mu\mu$	i. *Al*-Licht $\lambda > 180\ \mu\mu$
Aceton	$CH_3\,CO\,CH_3$	o–($\leftarrow C \rightarrow$)$\updownarrow$O–o	rein u. 50 Proz. Alk.	265 $\mu\mu$	213 $\mu\mu$	blauviolett	nicht wahrnehmbar	sehr schwach	schwach
Methyläthylketon	$CH_3\,CO\,C_2H_5$	"	" "	279 "	213 "	blau	"	" "	"
Pyrotraubensäure	$CH_3\,CO\,CO_2H$	"	" "	323 "	249 "	blaugrün	"	schwach	stark
Kampfer	$C_9H_{16}\,CO$	"	1—2 g in 20 cm³ Alk.	288 "	215 "	blau	"	sehr schwach	ziemlich stark
Kampferchinon	$C_8H_{14}\,CO\,CO$	$\leftarrow C \leftrightarrow C \rightarrow$ (je o–C, $\updownarrow$ O–o)	0,5 g in 20 cm³ Alk.	476 "	270 "	grün	"	" "	" "
Diacetyl	$CH_3\,CO\,CO\,CH_3$	"	rein u. 50 Proz. Alk.	417 "	250 "	"	"	" "	" "
Benzil	$C_6H_5\,CO\,CO\,C_6H_5$	"	0,5—1 g in 20 cm³ Äth.	verwaschen	durch Benzolring verdeckt	"	"	nicht wahrnehmbar	schwach
Dimethylfulven	$C_4H_4\,CC(CH_3)_2$	$\leftarrow C \leftrightarrow C \rightarrow$ (je $\uparrow$, –o)	rein u. 50 Proz. Äth.	"	wahrscheinlich verdeckt	"	"	"	"
Diäthylketen	$(C_2H_5)_2\,CCO$	"	rein	340 $\mu\mu$	nicht bestimmt	"	"	"	ziemlich stark
Diphenylketen	$(C_6H_5)_2\,CCO$	"	rein	nicht bestimmt	" "	"	"	"	schwach
Phoron	$(CH_3)_2\,CCHCO\,CHC(CH_3)_2$	?	1 g + 20 cm³ Alk.	" "	" "	"	"	"	"
Azodicarbonsaures Kalium	$KO_2\,CNNCO_2K$	$\leftarrow N \leftrightarrow N \rightarrow$ (je –o)	verdünnt u. konzentr. in 20 Proz. Kalilauge	395 $\mu\mu$	" "	—	"	"	nicht wahrnehmbar
Azodicarbonamid	$NH_2O\,CNNCONH_2$	"	gesätt. wäss. Lösg.	nicht bestimmt	" "	—	"	"	"

sziert unter diesen Bedingungen Methylalkohol sehr schwach blau, Äthylalkohol ausgeprägt blauviolett, Propylalkohol schwach blau, Glyzerin stark blaßviolett; Methyl-, Äthyl- und Propylalkohol waren 13 Jahre alte Präparate. Wir haben Methyl- und Äthylalkohol und Glyzerin im Licht des Aluminiumfunkens nach unseren Methoden untersucht und auch nicht eine Andeutung einer Fluoreszenz erhalten; dabei war bei unserer Anordnung das äußerste Ultraviolett intensiver als bei Hartleys Anordnung.

In einer späteren Mitteilung gibt Hartley [1]) an, daß eine Murexidlösung im Lichte des elektrischen Funkens blau fluoresziere. Wir haben über Murexid folgende Beobachtungen angestellt. In wäßriger Lösung fluoresziert Murexid weder im Tageslichte noch im Licht des elektrischen Funkens. Läßt man indes in die rötliche Murexidlösung von oben her das Licht des Aluminiumfunkens fallen, so erscheint eine ziemlich intensive blaue Fluoreszenz, die allmählich nach immer tieferen Schichten vordringt. Beobachtet man indes darauf die unbewegt stehende Lösung im Tageslicht, so findet man, daß sie von oben her so weit entfärbt ist, als die Fluoreszenz vorgedrungen war; und belichtet man die entfärbte Lösung mit der Quecksilberlampe, so tritt die blaue Fluoreszenz nunmehr ebenfalls auf. Es unterliegt wohl keinem Zweifel, daß Murexid durch kurzwelliges Licht in eine andere chemische Verbindung, die fluoresziert, umgewandelt wird.

§ 8. Anhang, Beobachtungen an anorganischen Substanzen. — Die Konstitution der organischen Substanzen ist in sehr vielen Fällen aufgeklärt; dieser Umstand ermöglichte eine systematische Untersuchung über die Fluoreszenz organischer Substanzen. Wir haben den Versuch gemacht, auf Grund der an ihnen erkannten Gesetzmäßigkeiten in das optische Verhalten anorganischer Substanzen Licht zu bringen. Wir mußten indes diesen Versuch aufgeben, da wir aus Unkenntnis der Konstitution der meisten anorganischen Substanzen, vor allem in wäßriger Lösung, weder eine rationelle Auswahl unter ihnen treffen, noch unsere Versuchsanordnung sachgemäß einrichten konnten. Wenn wir hier gleichwohl die Resultate unserer tastenden Versuche kurz mitteilen, so geschieht dies, um anderen Autoren vielleicht einen ersten Anhaltspunkt für eine systematische Bearbeitung des Gebietes zu geben.

1) W. N. Hartley, Journ. Chem. Soc. **87**, 1791, 1905.

Wir haben folgende Substanzen im Lichte des Quecksilberbogens und Aluminiumfunkens okular, außerdem im Lichte des letzteren spektrographisch auf Fluoreszenz (wäßrige Lösung), im Licht des Quecksilberbogens auf lichtelektrische Empfindlichkeit durchweg ohne einen positiven Erfolg bei unseren Bedingungen der Beobachtung untersucht: Kupferchlorid, Vanadiumsulfat, Molybdänsulfat, Eisensulfat, Nickelsulfat, chromsaures Kali, Kobaltchlorid, Kaliumpermanganat, Thorsulfat, Bariumchlorid. Über die Fluoreszenz der Verbindungen seltener Erden hat bereits J. L. Soret [1]) okulare Beobachtungen mitgeteilt. Über einige derselben haben wir spektrographische Beobachtungen angestellt; die nachstehende Tabelle II enthält unsere Resultate bei Bestrahlung mit dem Licht des Aluminiumfunkens, wobei die relative Intensität in einer willkürlichen Skala durch die Zahlen in Klammern angegeben ist; im Licht des Quecksilberbogens war die Fluoreszenz viel schwächer; auch war die lichtelektrische Empfindlichkeit in diesem Lichte so gut wie Null.

In theoretischer Hinsicht möchten wir weder die vorstehenden positiven noch negativen Resultate verwerten, da, abgesehen von der unbekannten Konstitution, nicht einmal die Reinheit der untersuchten seltenen Erden sichergestellt ist.

Zusammenstellung der Resultate der vorliegenden und früheren Untersuchungen.

1. Eine einigermaßen abgeschlossene Erkenntnis der Gesetzmäßigkeiten in

1) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. **4**, 261, 1880.

Tabelle II.

Substanz	Konzentration	Fluoreszenzbanden in *Al*-Licht			
Didymsulfat in Wasser	0,5 g + 10 cm³	220—265 (7)	265—310 (7)	325—415 (2)	440—540 (1)
„ „ Alkohol	„ „	220—265 (1)	265—310 (4)	325—415 (10)	
Didymchlorid in Wasser	„ „	220—265 (3)	265—310 (3)	325—415 (10)	
„ „ Alkohol	„ „	220—265 (4)	265—310 (4)	325—415 (5)	
Yttriumsulfat „ Wasser	0,25 g + 10 cm³	220—265 (1)	265—310 (1)	325—415 (5)	
Yttriumchlorid „ „	„ „			325—415 (7)	
Erbiumsulfat „ „	„ „	220—265 (4)	265—310 (4)		
Erbiumchlorid „ „	0,5 g + 10 cm³			315—405 (8)	
Lanthansulfat „ „	„ „		270—302 (1)	315—405 (10)	
Lanthanchlorid „ „	„ „			315—405 (1)	
Cersulfat „ „	„ „			313—405 (10)	
Cerchlorid „ „	0,25 g + 10 cm³			313—405 (10)	
Zirkonsulfat „ „	0,5 g + 10 cm³			315—500 (2)	

der Absorption und Fluoreszenz organischer Substanzen unterhalb λ 0,5 μ ist nur möglich durch Heranziehung des ultravioletten Spektrums.

2. Die Absorption des Lichtes in langwelligen Banden (nach kürzeren Wellen zu abschattiert) ist nicht begleitet von Fluoreszenz noch von einem lichtelektrischen Effekt.

3. Die Absorption des Lichtes in kurzwelligen Banden (nach längeren Wellen zu abschattiert) ist begleitet von einem lichtelektrischen Effekt, von einer Fluoreszenz in diesen Banden (Benzolring) und von Fluoreszenz in den mit ihnen verkoppelten langwelligen Banden (Carbonyl-, Äthylengruppe).

4. Sowohl die langwelligen wie die kurzwelligen Banden eines Chromophors können von kürzeren nach längeren Wellen verschoben werden durch die sterische Wirkung der Substitution oder durch die Zusammenbindung mehrerer Chromophore in einem Moleküle.

5. Durch Gegenwart mehrerer Chromophore in einem Moleküle kann die Fluoreszenz des einen (Benzolring) latent werden, indem das von ihm emittierte Fluoreszenzlicht in einer langwelligen Bande des anderen Chromophors absorbiert wird; der die latente Fluoreszenz begleitende lichtelektrische Effekt bleibt indessen nachweisbar.

6. Die vorstehenden experimentellen Resultate können zwanglos aus der Hypothese abgeleitet werden, daß die Zentren der Emissions- odor Absorptionsbanden organischer Substanzen unterhalb λ 0,5 μ ungesättigte oder gelockerte negative Valenzelektronen sind, die von ihrem Sitz auf den Atomen fortgedrängt oder sogar abgetrennt werden und wieder auf hn zurückkehren können.

Greifswald, August 1908.

(Eingegangen 8. September 1908.)

Die Lichtemission seitens eines glühenden Dampfes in einem Magnetfelde unter verschiedenem Azimut.

Von O. M. Corbino.

Von der Annahme ausgehend, daß die Verteilung der Lichtintensität auf die Komponenten des Zeemanschen Dupletts oder Tripletts so sei, wie man im Einklang mit der Erfahrung allgemein annimmt, habe ich in einer früheren Arbeit[1]) bewiesen, daß der Energieaustausch zwischen zwei Strahlungsquellen S_1 und S_2, die in zwei aufeinander senkrecht stehenden Magnetfeldern liegen, ungleich sei, und daß demzufolge für den Fall der Temperaturstrahlung der zweite Hauptsatz versagen würde.

Ich habe dann untersucht, wie man die Annahmen über die Intensität der Komponenten modifizieren müßte, um diesen Widerspruch zu beseitigen. Ich gelangte zu dem Schluß, daß

a) entweder die Gesamtemission in Richtung der Kraftlinien geringer sein muß als die in Richtung senkrecht hierzu;

b) oder die Verteilung auf die Komponenten des Tripletts von der allgemein angenommenen verschieden sein muß; so müßte, wenn die Gesamtemission unter jedem der beiden Azimute gleich ist, die mittlere Komponente null sein.

Aus direkten Versuchen, die ich im Physikalischen Institut zu Messina mit unzulänglichen Mitteln angestellt habe, ging die Ungleichheit der Gesamtemissionen nicht hervor, und andererseits ist die mittlere Komponente sicherlich nicht null; ich folgerte deshalb, daß es unmöglich sei, die Herrschaft des zweiten Hauptsatzes wieder aufzurichten und sprach daher die Auffassung aus, daß die monochromatischen Strahlungen, welche das Zeemanphänomen zeigen, keine Temperaturstrahlungen sein können.

Mit Bezug hierauf hat nun Herr Laue[2]) eine interessante Bemerkung veröffentlicht, die einige Einwände gegen meine Arbeit enthält. Herr Laue bestätigt das unmittelbare Ergebnis meiner Diskussion, stimmt aber meinen Schlußfolgerungen nicht zu.

Herr Laue bezeichnet mit K_{1d} und K_{2d} die Intensitäten der Komponenten des Dupletts, mit K_{1t}, K_t, K_{2t} die der Komponenten des Tripletts und läßt sie unbestimmt. Er wiederholt dann meine Überlegung und findet, daß, damit der zweite Hauptsatz gewahrt bleibe,

$$K_{1d} + K_{2d} = K_{1t} + K_{2t} \tag{1}$$

sein muß. Offenbar umfaßt diese Bedingung die Bedingungen a) und b), die ich im Einklang mit der Erfahrung aufgestellt habe. Herr Laue meint indessen, daß die Bedingung (1) in Wirklichkeit bestätigt werde; das folgert er für eine Strahlungsquelle von genügender Dicke aus der Strahlungstheorie, nach welcher

$$K_{1d} = K_{2d} = K_{1t} = K_t = K_{2t}$$

sein muß. Quantitativ läßt sich mittels dieser Gleichungen die Bedeutung der Erscheinungen a) und b) voraussagen, deren Existenz gefordert wird, wenn der zweite Hauptsatz gültig sein soll. Sie sagen nämlich aus, daß das in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien

1) O. M. Corbino, diese Zeitschr. 9, 344, 1908.
2) M. Laue, diese Zeitschr. 9, 617, 1908.

ausgesandte Licht $^3/_2$ des in longitudinaler Richtung ausgesandten sein muß, und daß die drei Komponenten des Tripletts gleiche Intensität haben müssen, oder, was dasselbe ist, daß das in Richtung quer zum Feld ausgesandte Licht eine partiale Polarisation im Verhältnis $^1/_3$ zeigen muß. Die erste Erscheinung nun ist noch nicht beobachtet worden; was die zweite angeht, so erinnere ich daran, daß die Beobachtungen von Egoroff und Georgiewski qualitativ in diesem Sinne verlaufen sind. Ich erinnere auch daran, daß Lorentz[1]) dafür eine Erklärung gegeben hat, die, bei einer genügenden Dicke der Flamme, gerade zu dem Ergebnis von Laue führt, weil bei großer Dicke die Absorption für alle Komponenten des Dupletts und des Tripletts gleich zu werden strebt. Nimmt man daher das Kirchhoffsche Gesetz als richtig an, so wird auch die Emission gleich sein müssen.

Offenbar können aber derartige Beweisführungen das Experiment nicht ersetzen, wo der zweite Hauptsatz auf dem Spiele steht, weil auch sie mehr oder weniger explizite auf eben diesem Hauptsatz fußen.

Es schien mir daher angebracht, mit den Hilfsmitteln des Physikalischen Instituts zu Palermo meine in Messina angestellten Versuche über die Existenz des Phänomens a) zu wiederholen, das als der vom zweiten Hauptsatz geforderte Ausgleich anzusehen ist.

Der Versuch hat dieses Mal ein positives Ergebnis geliefert, und zwar ist dieses unter geeigneten Bedingungen von der Größenordnung, die in Anbetracht der Unvollkommenheit zu erwarten war, mit der die theoretischen Bedingungen verwirklicht werden.

Es ist nämlich zu bemerken, daß Gouy[2]) bei der photometrischen Untersuchung gefärbter Flammen an diesen niemals vollkommene Absorption fand, so reich sie auch an Metalldämpfen sein mochten; infolgedessen erhöht denn auch eine zweite Flamme, die hinter einer anderen, ihr gleichen, angeordnet wird, die Gesamtemission in veränderlichem Maße, das aber bei Flammen von starker Leuchtkraft nie unter den Wert 1,4 sinkt.

Andererseits sieht man leicht ein, daß infolge der Einwirkung des Feldes, vorausgesetzt, daß dieses die Zeemankomponenten vollständig trennt, die Emission so erfolgen wird, als wenn bei der mittleren Komponente des Tripletts zwei Flammen hintereinander angeordnet wären, und bei den seitlichen Komponenten nur eine einzige Flamme vorhanden wäre; in longitudinaler Richtung hingegen wird jede der Komponenten des Dupletts die Intensität der mittleren Komponente des Tripletts haben. Wir müssen daher erwarten, daß die Gesamtemissionen in longitudinaler und in transversaler Richtung sich ungefähr wie 2,8 und 3,4 verhalten werden, und daß der Überschuß im transversalen Licht (21 Proz.) von den Schwingungen normal zur Feldrichtung herrührt, somit eine partielle Polarisation im Verhältnis von 0,6 auf 3,4, also von 17 Proz. aufweisen muß.

Diese Werte sind als Grenzwerte zu betrachten. Bei sehr geringer Leuchtkraft absorbiert nämlich die Flamme viel zu wenig, und der Koeffizient K der Gouyschen Betrachtungen nähert sich dem Werte 2. Ist hingegen die Flamme sehr reich an Metalldämpfen, so werden die erwarteten Erscheinungen wegen der unzureichenden Trennung der Komponenten durch das Feld schwach werden. Deshalb muß die Feldstärke einen möglichst hohen Wert haben und die Flamme eine Leuchtkraft besitzen, die weder zu groß noch zu klein ist. Eben weil es mir nicht gelungen war, die günstigsten Verhältnisse in der Flamme zu finden, besonders aber wegen der geringen Intensität des Feldes, das ich bei meinen ersten Versuchen in Messina angewendet habe, ist mir das gesuchte Phänomen entgangen.

Bei den neuen Versuchen benutzte ich einen Elektromagnet nach Weiß, den ich mit dem Strom aus der Zentrale unter Vorschaltung eines Rheostaten erregte, und zwar so, daß ich die höchste Stromstärke erhielt, für die der Apparat gebaut ist. Zwischen die durchbohrten Pole, deren Abstand 1,5 cm betrug, stellte ich eine mit Natriumdampf gefärbte Bunsenflamme. Ich verwendete ein Rohr aus Asbest, das mit Salzwasser getränkt wurde und den Bunsenbrenner umgab, oder auch eine Anzahl kleiner Chlornatriumperlen, die rings um die Basis der Flamme so angeordnet waren, daß diese eine ziemlich schwache und merklich gleichmäßige Färbung zeigte.

Das Licht, das in longitudinaler Richtung längs der Bohrung des Elektromagnets emittiert wurde, ging durch zwei Nicols, von denen das eine an einem Teilkreise beweglich war, und fiel schließlich auf die untere Hälfte des ziemlich breiten Spektroskopspaltes.

Das in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien emittierte Licht dagegen ging durch ein kreisrundes Diaphragma, das in Höhe der Bohrung des Elektromagnets angebracht war, und wurde dann mit Hilfe einer Reihe totalreflektierender Prismen, nachdem es noch ein Nicol durchsetzt hatte, auf die obere Hälfte des Spektroskopspaltes geworfen.

Ich hatte somit im Gesichtsfeld des Spektroskops das breite Bild des Spaltes, das in

1) H. A. Lorentz, Rapports présentés au Congrès International de Physique 3, 29, 1900.

2) Gouy, Ann. de Chim. et de Phys. (5) 18, 5, 1879.

zwei Teile zerfiel, die übereinander in ihrer gegenseitigen Verlängerung lagen.

Die beiden Bildhälften konnten durch Änderung des Winkels zwischen den beiden in den Gang des longitudinalen Strahlenbündels eingeschalteten Nicols gleich hell gemacht werden.

Wenn die beiden Bildhälften abgeglichen waren und ich dann das Feld erregte, so stellte ich, unter geeigneten Verhältnissen in der Flamme, deutlich fest, daß die von dem transversalen Lichte beleuchtete Hälfte heller wurde als die andere. Das trat aber nur dann ein, wenn das in den Weg des transversalen Lichtes eingeschaltete einzelne Nicol die vertikalen (d. h. die zur Feldrichtung normalen) Schwingungen hindurchließ; der Effekt wurde dagegen unmerklich, wenn das Nicol um 90^0 gedreht wurde.

Das beweist, daß, wie wir vorausgesagt hatten, die Schwingungen normal zum Felde bei dessen Erregung stärker werden, und entspricht dem Sinne nach dem von Egoroff und Georgiewski beobachteten Phänomen.

Ich konnte auch feststellen, daß, wie zu erwarten war, die Erscheinung dann besonders deutlich wird, wenn die Flamme das Phänomen von Egoroff und Georgiewski deutlich zeigt, welches sehr leicht mit einem Savartschen Polariskop zu beobachten ist.

Durch Änderung des Winkels zwischen den beiden in den Gang des longitudinalen Lichtes eingeschalteten Nicols konnten nach Erregung les Feldes die beiden Hälften des Spektroskopbildes wieder gleich gemacht werden. Aus ler Ablesung am Teilkreis ließ sich dann die ntensitätsänderung berechnen. — Auf diese Weise erhielt ich in einigen besonders günstigen Fällen eine Intensitätsänderung des in Richtung normal zum Felde schwingenden transversalen Lichtes gegenüber dem longitudinalen von 40 . H. Das bringt eine Zunahme des gesamten 1 der Äquatorialebene emittierten Lichtes von o Proz. mit sich und stimmt mit dem oben uf Grund der Untersuchungen von Gouy vorusgesagten Werte überein.

Fassen wir alles zusammen, so können wir igen, daß eine Lichtquelle in einem Magnetlde intensiveres Licht in Richtung normal ım Felde emittiert, und daß der Überschuß en Schwingungen normal zum Felde zukommt, ıd zwar in solchem Maße, wie es nach dem ıänomen von Egoroff und Georgiewski zu warten ist. Die beiden Phänomene sind eben ıs, was ich als unumgänglich hingestellt hatte, enn die Herrschaft des zweiten Hauptsatzes ieder hergestellt werden soll.

Die Anwendung dieses Satzes hat den Erlg gehabt, zur Voraussage zweier eng verknüpfter Phänomene zu führen, von denen nur das zweite bekannt war.

Palermo, 18. August 1908.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. August 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor A. Battelli.)

Nr. 41[1]: Angelo Battelli, Spezifische Wärme von Flüssigkeiten, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden.

1. Für die Thermodynamik und für die Molekularphysik im allgemeinen ist die Kenntnis der thermischen Elemente der Körper bei den tiefsten Temperaturen von großer Bedeutung. Ich habe mich daher seit einiger Zeit mit der experimentellen Untersuchung der wichtigsten unter diesen Elementen (spezifische Wärme, Schmelzwärme, Verdampfungswärme, thermische Ausdehnung) beschäftigt. In der vorliegenden ersten Mitteilung will ich über die Ergebnisse berichten, die ich für die spezifische Wärme einiger Flüssigkeiten erhalten habe, die bei sehr tiefer Temperatur fest werden.

Über diesen Gegenstand liegen bislang nur vereinzelte und zerstreute Bestimmungen vor. Die wichtigsten unter diesen, nämlich die von Regnault, reichen nirgends bis zu tieferen Temperaturen als — 30^0 C. Auch Nadejdine[2]), der ebenfalls verschiedene Flüssigkeiten untersucht hat, ging niemals unter — 21^0 C hinab. Die erste Untersuchung über die spezifische Wärme der Flüssigkeiten bei sehr tiefen Temperaturen war die von Eckerlein über den Petroläther.[3]) Eckerlein benutzte die Mischungsmethode. Er schloß den Petroläther in eine Hohlkugel aus Messing ein und kühlte diese in einem Bade von Terpentinöl ab, das in einem Kältegemisch gehalten wurde. Dann brachte er die Hohlkugel in ein Kalorimeter, das ebenfalls mit Terpentinöl gefüllt war, welches auf gewöhnlicher Temperatur erhalten wurde. Eckerlein arbeitete bei drei verschiedenen Temperaturen, nämlich bei — $16{,}50^0$, bei — $78{,}30^0$ und bei — $185{,}38^0$. Auf diese Weise bestimmte er nur die mittlere spezifische Wärme des Petroläthers zwischen diesen Temperaturen und der der Umgebung. Der Wert, den er bei der Temperatur der flüssigen Luft findet, ist recht zweifelhaft, denn er kümmert sich nicht darum, sich zu überzeugen, ob der Petroläther bei dieser Temperatur noch klar und flüssig ist oder nicht. — Weiter liegen Bestimmungen von

1) Nr. 40: diese Zeitschr. **9**, 367, 1908.
2) Journ. de la Soc. Phys.-Chim. Russe, **16**, 222, 1884.
3) Ann. d. Phys. (4) **3**, 120, 1900.

H. Alt[1]) über die spezifische Wärme des flüssigen Sauerstoffs und des flüssigen Stickstoffs in dem Intervall von -200^0 bis -183^0 C für Sauerstoff und von -208^0 bis -196^0 C für Stickstoff vor. Diese Versuche sind indessen, vielleicht wegen der Versuchsanordnung, nicht besonders beachtenswert. Der Verfasser selbst behauptet, daß seine Ergebnisse bis auf weniger als 3 v. H. genau seien.

2. Meine Versuche beschränken sich einstweilen auf solche Stoffe, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig sind. Die Versuchsanordnung, welche ich angewendet habe, gestattet, auch bei sehr tiefer Temperatur einen guten Genauigkeitsgrad zu erreichen.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem zylindrischen Dewargefäß, in welches die zu untersuchende Flüssigkeit eingebracht wird. In diese taucht eine Metallspirale, welche durch einen elektrischen Strom geheizt wird. Auf diese Weise kann man der Flüssigkeit eine gewisse Wärmemenge zuführen. Aus zwei Versuchen mit zwei verschiedenen Flüssigkeitsmengen bestimmt man den Wasserwert des Kalorimeters und die spezifische Wärme der Flüssigkeit.

Das Dewargefäß, welches als Kalorimetergefäß dient, ist von zylindrischer Gestalt und hat spiegelnde Wandungen. Es hat einen Durchmesser von etwa 6 cm und eine Höhe von 20 cm. Dieses Gefäß wird durch eine geeignete Stützvorrichtung in einem anderen gleichartigen Gefäße von weit größeren Abmessungen gehalten.

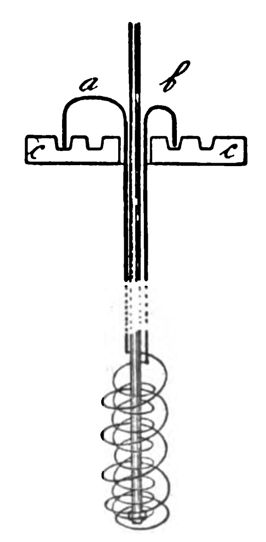


Fig. 1.

Die zur Heizung der Flüssigkeit dienende Spirale ist mit zwei verschiedenen Durchmessern gewickelt, um einen möglichst großen Raum auszunutzen (siehe Fig. 1). Sie wird von einem Glasstab gehalten, der gleichzeitig die Achse der Spirale bildet. Längs dieses Stabes sind mittels Seidenbänder die Enden der Spirale befestigt. Diese tauchen mit den beiden Ösen *a* und *b* (Fig. 1) in zwei ringförmige Vertiefungen des tellerförmigen Deckels *c* aus Buchsbaumholz. Dieser Deckel hat in der Mitte eine Bohrung, um dem Glasstab und den beiden Drähten, welche die Enden der Spirale bilden, den Durchtritt zu gestatten. Die beiden Quecksilberrinnen führen zu zwei Klemmschrauben, durch welche der Strom in die Spirale geleitet werden kann.

Das obere Ende der Glasachse ist mit dem Zapfen eines Uhrwerkes verbunden, welches die Spirale, während sie vom Strome durchflossen wird, in Umdrehung versetzt. Auf diese Weise erfüllt die Spirale den doppelten Zweck, die Flüssigkeit in Bewegung zu erhalten und ihre Temperatur zu erhöhen.

Es war ferner erforderlich, daß während der Versuche das Dewargefäß, das eigentlich die Rolle des Kalorimeters übernahm, vollkommen verschlossen war. Das war nötig zur Vermeidung der Wärmeausstrahlung und zum Schutz gegen die Feuchtigkeit der Atmosphäre während des Versuches. Einige der von mir untersuchten Stoffe waren nämlich stark hygroskopisch.

Diesen doppelten Zweck habe ich auf folgende Weise erreicht (siehe Fig. 2):

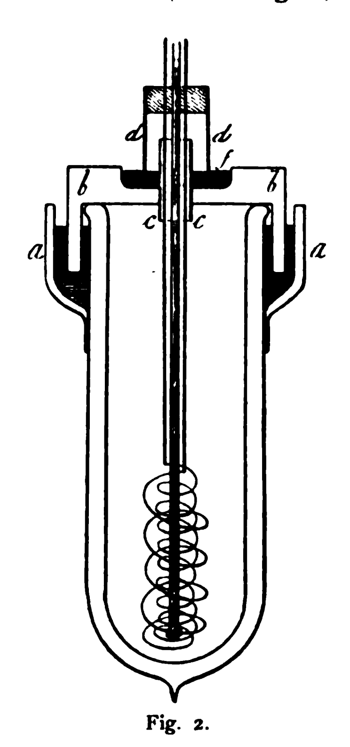


Fig. 2.

An das Gefäß ist nahe am Rande ein Ring *a* aus Buchsbaumholz angekittet. In den freien

1) Ann. d. Phys. (4) **13**, 1022, 1904.

Raum, der zwischen ihm und dem Dewargefäß bleibt, wird Quecksilber gegossen und in dieses taucht der Rand des Buchsbaumholzdeckels b. Dieser ist in der Mitte durchbohrt und trägt eine kurze Glasröhre c, durch welche die Achse der Spirale hindurchgehen kann. In dem Deckel b ist eine Vertiefung f ausgehöhlt, welche Quecksilber enthält; in dieses wiederum taucht das untere Ende der Glasröhre d. Diese Glasröhre ihrerseits ist durch einen isolierenden Stopfen, der die Röhre vollkommen dicht verschließt und den Enden der Spirale den Durchtritt gestattet, fest mit der Spiralachse verbunden.

3. Die Spirale bestand aus einem Nickelindraht von ungefähr 5 m Länge und 0,785 mm Durchmesser. Ihr Widerstand bei einer Temperatur von 12^0 betrug 5,600 Ohm.

Zur Berechnung der von dem Strom in der Spirale entwickelten Wärmemenge i^2r maß ich bei jeder Temperatur den Widerstand r in der Brückenschaltung und die Stromstärke i mit einem Milliamperemeter.

Zur Temperaturmessung benutzte ich zwei Thermoelemente Kupfer-Konstanten. Eines von diesen gab die Temperatur an der Oberfläche, das andere die auf dem Grunde der Flüssigkeit an.

Dank der ziemlich schnellen Bewegung der Spirale erhielt ich sehr rasch das Temperaturgleichgewicht im Kalorimetergefäß.

Das Galvanometer, durch welches die beiden Thermoelemente mittels einer Wippe geschlossen wurden, hatte einen Widerstand von ungefähr 500 Ohm. Im Vergleich mit diesem war also der Widerstand zu vernachlässigen, den die Drähte der Thermoelemente boten, und erst recht waren die Widerstandsänderungen dieser Drähte mit der Temperatur zu vernachlässigen.

Eine ernste Schwierigkeit, die sich bei der Ausführung der Versuche darbot, bestand darin, im Innern des Kalorimetergefäßes die Flüssigkeit auf Schmelztemperatur abgekühlt zu erhalten. Nach vielen Versuchen fand ich, daß das beste Verfahren war, die Substanz bereits gefroren in den zuvor mit flüssiger Luft gekühlten Apparat einzuführen. Um diese Operation auszuführen, läßt man zunächst die Flüssigkeit in einem passenden Probierröhrchen gefrieren. Dann gießt man erst einige Kubikzentimeter recht klarer flüssiger Luft in das als Kalorimeter dienende Dewargefäß. Danach verschließt man dieses plötzlich mit einem Gummistopfen und bewegt es, so daß es sich möglichst in seinem oberen Teile abkühlt. Endlich schleudert man schnell die flüssige Luft heraus und stürzt über das Dewargefäß das metallene Probierröhrchen, in dem sich die zuvor gefrorene Substanz befindet. Nach und nach wird die Substanz in der Nähe der Wände des metallenen Probierröhrchens flüssig, und ein fester Zylinder aus dem zu untersuchenden Stoffe sinkt in das Dewargefäß hinein. Falls auch einige Tropfen flüssiger Luft auf dem Boden des Gefäßes zurückgeblieben sein sollten, so werden sie sofort ausgetrieben, weil der Siedepunkt der flüssigen Luft weit unter dem Schmelzpunkte der von mir benutzten Flüssigkeiten liegt.

Man verschließt nun das Dewargefäß und wartet, bis die Substanz fast vollständig gelöst ist. Dann führt man in das Kalorimetergefäß die Nickelspirale ein, die durch die Bewegung des Uhrwerkes in schnelle Umdrehung versetzt wird. Nach etwa fünfzehn Minuten ist im allgemeinen die Temperatur in der Flüssigkeit gleichförmig verteilt. Man liest dann am Galvanometer vier Minuten lang von Minute zu Minute die Temperatur ab, um die Ausstrahlung zu berücksichtigen. Alsdann schickt man den Strom durch die Spirale und verzeichnet den Ausschlag des Amperemeters. Schließlich unterbricht man den Strom und liest wieder von Minute zu Minute am Galvanometer die Temperatur ab.

Bei den Versuchen, über die ich hier berichte, betrug die im Kalorimetergefäß enthaltene Flüssigkeit ungefähr 300 cm^3. Ich ließ bei diesen Versuchen zwei Minuten lang einen Strom von etwa 2 Ampere durch die Spirale fließen.

Unter diesen Verhältnissen war die Ausstrahlung sehr gering: für gewöhnlich brachte sie keine Temperaturänderungen von mehr als $^1/_{20}{}^0$ C in der Minute hervor.

Ich konnte daher selbst bei den tiefsten Temperaturen ebenso gute Werte für die spezifische Wärme erhalten wie bei gewöhnlicher Temperatur.

4. Ein Beispiel läßt sogleich die bei diesem Verfahren erreichbare Genauigkeit erkennen.

Wir wählen Schwefelkohlenstoff bei der Temperatur von ungefähr 0^0 C, bei der er auch von Regnault untersucht worden ist.

Eine Bestimmung aus der ersten Versuchsreihe ergab:

$$P = 388,8$$

	Zeit in Minuten	Temperatur	Stromstärke
	1	— 1,05	
	2	— 1,00	
Stromdurchgang	3	— 0,95	1,86
	4	—	1,85
	5	+ 1,35	1,87
	6	+ 1,4	
	7	+ 1,45	

$$r = 5,56$$

$P = 520{,}4$

Zeit in Minuten		Temperatur	Stromstärke
	1	$-1{,}1$	
	2	$-1{,}05$	
Stromdurchgang	3	$-1{,}0$	1,85
Stromdurchgang	4	—	1,85
Stromdurchgang	5	$+0{,}95$	1,85
Stromdurchgang	6	$+1{,}0$	
	7	$+1{,}5$	

$r = 5{,}56.$

Bezeichnen wir mit E den Wasserwert des Kalorimeters und mit c die spezifische Wärme des Schwefelkohlenstoffs, so ist:

$$(388{,}8 \cdot 2{,}2)\cdot c + E \cdot 2{,}2 = 0{,}240 \cdot 1{,}86^2 \cdot 120 \cdot 5{,}56$$
$$(520{,}4 \cdot 1{,}85)\cdot c + E \cdot 1{,}85 = 0{,}240 \cdot 1{,}85^2 \cdot 120 \cdot 5{,}56.$$

Daraus folgt:

$$c = 0{,}238.$$

Bei einer Messung der dritten Versuchsreihe, die mit einem anderen Dewargefäß, aber mit derselben Spirale ausgeführt wurde, erhielt ich dann:

$P = 350{,}2$

Zeit in Minuten		Temperatur	Stromstärke
	1	$-1{,}74$	
	2	$-1{,}67$	
Stromdurchgang	3	$-1{,}60$	1,87
Stromdurchgang	4	—	1,86
Stromdurchgang	5	$+1{,}20$	1,88
Stromdurchgang	6	$+1{,}23$	
	7	$+1{,}28$	

$r = 5{,}56$

$P = 315{,}3$

Zeit in Minuten		Temperatur	Stromstärke
	1	$-0{,}90$	
	2	$-0{,}85$	
Stromdurchgang	3	$-0{,}82$	1,885
Stromdurchgang	4	—	1,89
Stromdurchgang	5	$+1{,}61$	1,89
Stromdurchgang	6	$+1{,}65$	
	7	$+1{,}70$	

$r = 5{,}57.$

Daraus ergibt sich:

$$c = 0{,}239.$$

Die beiden Werte für c, welche ich aus diesen beiden verschiedenen Versuchsreihen erhalten habe, stimmen sehr gut miteinander überein; sie stimmen auch gut mit dem Werte

$$c = 0{,}23523,$$

den man für die Temperatur 0^0 C aus der Tabelle von **Regnault** erhält.

5. Die Flüssigkeiten, welche ich untersucht habe, waren: Äthyläther, Toluol, Äthylbromid, Petroläther, Äthylalkohol, Amylalkohol und Schwefelkohlenstoff, Mit jeder Flüssigkeit führte ich mindestens zwei Messungen aus.

In der untenstehenden Tabelle habe ich die Werte für die spezifische Wärme der einzelnen von mir untersuchten Substanzen bei den verschiedenen Temperaturen zusammengestellt.

6. Der von mir verwendete Äthyläther war von Carlo Erba bezogen und über Chlorkalzium destilliert worden. Sein Schmelzpunkt lag genau bei -117^0 C. Die Werte für seine spezifische Wärme nehmen anfangs mit der Temperatur ziemlich schnell ab. Dann wird die Änderung merklich proportional den Temperaturintervallen mit einem sehr kleinen Proportionalitätsfaktor.

Das Toluol lieferte gleichfalls Carlo Erba; vor dem Gebrauch unterzog ich es aber einer fraktionierten Destillation, um es von Xylol und Benzol zu befreien. Dann wurde es über Chlorkalzium destilliert, um wasserfrei gemacht zu werden. Seine spezifische Wärme nimmt mit der Temperatur schnell ab. Die Änderungen werden aber bei Annäherung an den Schmelzpunkt kleiner. Bei dieser Temperatur läßt sich der Gang der Erscheinung ziemlich gut durch eine lineare Gleichung darstellen.

Das Äthylbromid habe ich in meinem Laboratorium durch die bekannte Einwirkung von Alkohol auf Bromkalium bei Gegenwart von Schwefelsäure hergestellt. Ich habe es dann mit Natriumkarbonat gereinigt und bei -27^0 C mit Schwefelsäure behandelt. Nach reichlichem Waschen wurde es über Chlorkalzium destilliert. Die Änderungen der spezifischen Wärme verlaufen ganz analog wie beim Äthyläther.

Der Petroläther wurde von Carlo Erba bezogen. Sein Siedepunkt lag zwischen 35^0 und 40^0. Bei der Temperatur der flüssigen Luft wurde er teigig, ohne indessen zu gefrieren.

Äthyläther		Toluol		Äthylbromid		Petroläther		Äthylalkohol		Amylalkohol		Schwefelkohlenstoff	
Temperatur	c	Temperatur	c	Temperatur	c	Temperatur	c	Temperatur	c	Temperatur	c	Temperatur	c
$-91{,}37^0$	0,514	$-92{,}02^0$	0,353	$-105{,}47^0$	0,195	$-161{,}20^0$	0,588	$-90{,}70^0$	0,457	$-49{,}15^0$	0,455	$-95{,}75^0$	0,195
$-74{,}5^0$	0,516	$-83{,}44^0$	0,355	$-89{,}45^0$	0,196	$-126{,}91^0$	0,592	$-82{,}67^0$	0,459	$-40{,}2^0$	0,462	$-71{,}15^0$	0,194
$-50{,}05^0$	0,517	$-71{,}52^0$	0,357	$-66{,}32^0$	0,199	$-96{,}15^0$	0,596	$-71{,}20^0$	0,463	$-31{,}7^0$	0,469	$-59{,}4^0$	0,196
$-36{,}10^0$	0,519	$-62{,}80^0$	0,360	$-39{,}62^0$	0,202	$-74{,}15^0$	0,601	$-38{,}37^0$	0,486	$-27{,}3^0$	0,472	$-44{,}2^0$	0,201
$-2{,}31^0$	0,523	$-47{,}37^0$	0,365	$-28{,}82^0$	0,205	$-52{,}95^0$	0,604	$-27{,}97^0$	0,497	$-19{,}4^0$	0,480	$-26{,}54^0$	0,213
		$-25{,}00^0$	0,380			$-25{,}55^0$	0,608			$-9{,}55^0$	0,482	$-18{,}23^0$	0,217
												$+0{,}09^0$	0,238

Die Bestimmungen wurden bei Temperaturen ausgeführt, wo er noch vollkommen flüssig war. Die spezifische Wärme dieses Gemisches ändert sich sehr wenig und, bis auf Größen, die innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen liegen, proportional mit der Temperatur.

Der Äthylalkohol wurde aus käuflichem 95prozentigem Alkohol in der Weise hergestellt, daß dieser zunächst über Kalziumoxyd, dann über metallischem Natrium destilliert wurde. Sein Schmelzpunkt lag bei — 130° C, ein unzweifelhafter Beweis für die absolute Reinheit des Präparates. Die spezifische Wärme dieses Körpers ändert sich merklich mit der Temperatur, und zwar, auch in der Nähe des Schmelzpunktes, annähernd nach einem parabolischen Gesetz.

Der Amylalkohol von Erba war ganz rein (frei von Furfurol). Um ihn wasserfrei zu machen, wurde er vier Tage lang mit Chlorkalzium digeriert und dann in vollkommen trockenem Raume filtriert. Dieser Alkohol wurde selbst bei — 100° nicht vollständig fest. Immerhin wurde er bei etwa — 60° derartig zähflüssig, daß bereits bei dieser Temperatur die Bestimmungen nicht mehr zuverlässig waren. Die Werte für seine spezifische Wärme nehmen nach einem ganz analogen Gesetze ab, wie ich es beim Äthylalkohol gefunden habe.

Den Schwefelkohlenstoff lieferte mir Erba. Er wurde sorgfältig filtriert und mit Schwefelsäure destilliert. Seine spezifische Wärme nimmt von 0° bis ungefähr — 45° sehr schnell ab. Dann nimmt sie einen ziemlich konstanten Wert von annähernd 0,195 an.

Die in den Figuren 3 und 4 mitgeteilten Kurven zeigen ohne weiteres den Gang der spezifischen Wärme für alle untersuchten Flüssigkeiten. Man sieht auf den ersten Blick, wie

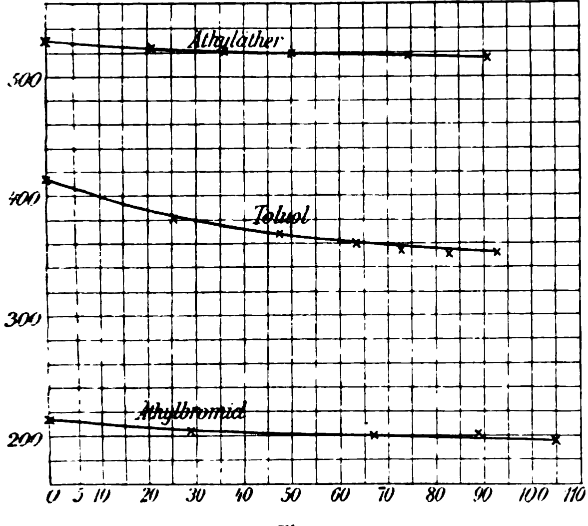


Fig. 3.

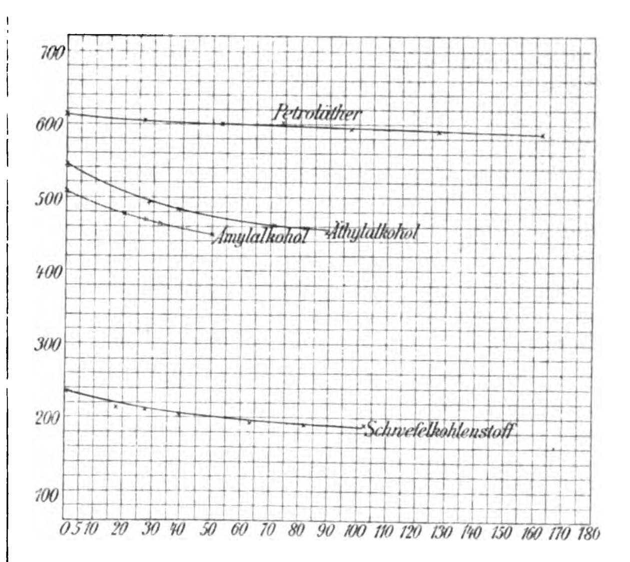


Fig. 4.

diese Kurven sich bei sehr tiefen Temperaturen asymptotisch einer Parallelen zur Temperaturachse zu nähern suchen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. August 1908.)

Das Nordlicht vom 30. Juni.

Von M. Brendel.

Leider hatte ich keine Gelegenheit, die auffallenden Himmelserscheinungen in den Nächten zwischen dem 30. Juni und dem 2. Juli zu beobachten. Nachdem nun aber eine größere Reihe von Beobachtern mit dankenswerter Schnelligkeit ihre Eindrücke veröffentlicht haben und damit auch für den nicht an der Beobachtung Beteiligten ein leidliches Bild über den Verlauf des Phänomens gewonnen ist, scheint es mir, als ob es sich um eine ähnliche Erscheinung handelt, wie ich sie schon häufig sowohl in hohen Breiten als auch in Deutschland beobachtete und welche ich ohne jeden Zweifel für ein Nordlicht angesehen habe. Die von den Beobachtern beschriebene Form ist die, die ich bisher bei allen Sommernordlichtern in unseren Breiten bemerkt habe, und die an der Nordküste Europas (natürlich hier mit Ausnahme der Sommerszeit) eine tägliche Erscheinung ist, aus der sich die intensiveren Polarlichter meist entwickeln.

So entsinne ich mich, in der Nacht vom 2. zum 3. Mai 1896 in Greifswald ein sehr intensives Nordlicht am Horizont beobachtet zu haben, dessen Erscheinungen mit denen des jetzigen fast identisch gewesen zu sein scheinen und das auch wie dieses in der folgenden Nacht ent-

sprechend schwächer wieder zu sehen war. Seine Farbe kann man wohl kaum treffender kennzeichnen, als mit M. Wolf[1]) als „unheimlich schwefelgelb bis grünlich"; es ist die charakteristische Farbe des „stillen" Nordlichtes. Schwächere derartige Erscheinungen habe ich dann in Greifswald noch mehrfach im Sommer wahrgenommen, so daß ich zu dem übrigens nicht neuen Schlusse kam, daß ein aufmerksamer Beobachter im Norden Deutschlands sehr viel häufiger Gelegenheit hat, Polarlicht zu beobachten, als man im allgemeinen glaubt.

Ebenso fiel es mir während meines Aufenthaltes in Greifswald auf, daß häufig ohne Rücksicht auf die Jahreszeit der gesamte Himmelsgrund eine eigentümliche Helligkeit zeigte, die ich auch als Polarlichterscheinung ansah, wenn ich auch nicht immer konstatieren konnte, daß diese Helligkeit am Nordhorizont besonders intensiv gewesen wäre. Gelegentlich meiner Übersiedelung nach Göttingen 1898 machte ich bei einem Gespräch mit E. Wiechert diesen auf diese Erscheinungen aufmerksam, der dann auch sehr geeignete Maßregeln traf, um etwa in Göttingen auftretende Nordlichter zu beobachten; indessen scheinen doch in der Breite von Göttingen diese schon recht selten zu sein, so daß leider keine weiteren derartigen Beobachtungen gelangen; die Ausführungen von E. Wiechert[2]) bestätigen aber das hier und weiter unten Gesagte.

In Bossekop an der Nordküste Lapplands hatte ich im Winter 1891/92 gemeinsam mit O. Baschin fast täglich — wenn der Himmel, wie sehr häufig, klar war — Gelegenheit, gerade diese Form des Nordlichtes zu beobachten. Dort zeigte es sich in den Nächten, in denen es am wenigsten intensiv auftrat, gewöhnlich durch eine Helligkeit im magnetischen Norden, die im Kontrast mit dem dunklen Segment in Bogenform erschien mit einer schärfer begrenzten unteren und weniger scharf begrenzten oberen Grenze, und aus der die eigentlichen Nordlichtbogen sich erhoben, um unter mehr oder weniger starker Formänderung in die Höhe zu steigen. Blieb die Erscheinung schwach, so verblaßten diese Bogen, ehe sie eine sehr beträchtliche Höhe erreichten; sie zeigten niemals eine innere Struktur; an Tagen größerer Intensität stiegen sie bis zum Zenit und verschwanden im Süden, wobei je nach der Intensität aus ihnen sich sogenannte Bänder (Draperien) mit deutlicher strahlenförmiger Struktur oder gar die Nordlichtkrone entwickelte.

Die Mannigfaltigkeit der Nordlichtformen ist bekanntlich so groß, daß man sie kaum alle beschreiben kann, und die eben geschilderte ist nur die gewöhnliche (gewissermaßen normale), die wohl auch für die Erscheinungen vom 30. Juni in Betracht kommt, die man aber in unseren Breiten meist übersieht, wenn sie nicht besonders hell ist. M. P. Rudzki in Krakau hat auch in der Tat einen bogenförmigen Streifen über dem hellen Segment beobachtet.

Die Einwände einiger Beobachter, daß das Nordlicht keine strahlenförmige Anordnung zeigte und daß keine größeren magnetischen Störungen aufgetreten sind, sind nicht begründet; denn die meisten Nordlichter zeigten gar keine innere Struktur; diese ist vielmehr nur den Bändern (Draperien, oder Krone) und den Strahlen (oder Säulen) eigen, die gewiß nur eine andere perspektivische Form der Bänder sind. Die häufigeren Nordlichterscheinungen, das Segment und die Bogen sowie der Nordlichtdunst oder Wolken (Lueur) lassen eine solche nicht erkennen. Starke magnetische Störungen begleiten nur solche Nordlichter, welche eine gewisse Höhe über dem Horizont haben und starke Bewegung zeigen.

Überraschend könnte es scheinen, daß einige Beobachter, namentlich die mit den seinerzeit sichtbaren leuchtenden Nachtwolken vertrauten, in der Erscheinung leuchtende Wolken erkennen wollen. Gewiß könnte diese Erscheinung an sich plausibel erscheinen; auch M. Wolf beschreibt in sehr anschaulicher Weise die von ihm beobachteten gleichzeitigen Erscheinungen von Wolkenbildungen; aber diese Beobachtungen, welche gegen eine Annahme von Nordlicht zu sprechen scheinen, bestätigen in ganz auffallender Weise unsere[1]) im Norden so oft gemachten ähnlichen Beobachtungen. Dort änderten, wie ich schon oben bemerkte, die Nordlichtbogen, die sich vom Nordhorizont emporhoben, bei Erreichung einer gewissen Höhe stets ihre Form; diese Formänderung bestand entweder im Zerfall in Bänder von großer Intensität und Beweglichkeit, welche strahlenförmig angeordnet waren und mit großen magnetischen Störungen verbunden waren — oder, der häufigere Fall, sie zerfielen in wolkenartige Gebilde, die sich von kleinen, schwach leuchtenden Wolken im Ansehen gar nicht unterschieden. Von einem solchen Bogen gelang es mir sogar, zwei sukzessive photographische Aufnahmen im Moment des Zerfalls zu machen; die erste zeigt noch deutlich den Bogen, bei der Betrachtung der zweiten kann man sich nicht entscheiden, welche Teile man als eigentliches Polarlicht und welche als Wolken anzusehen sind. Um diese Beobachtungen weiter zu verfolgen, untersuchte ich die Absorption

1) Astron. Nachr. 4266.
2) Diese Zeitschr. 8, 365, 1902.

1) S. a. A. Paulsen, Effet de l'humidité de l'air etc. Bulletin de l'Académie royale de Danemark. 1895; Th. Arendt. Die Theorie des Polarlichtes von A. Paulsen. Das Wetter. Heft 3, 1897.

dieser wolkenähnlichen Gebilde, und es zeigte sich, daß im Gegensatz zu den meisten Nordlichterscheinungen, welche das Sternenlicht fast ungeschwächt hindurchlassen, bei einigen dieser Gebilde eine fast vollkommene Absorption stattfand. Die Beobachtung fand in der Weise statt, daß ich mit ruhender photographischer Kamera einige Sterne während längerer Zeit aufnahm und die Zeitpunkte notierte, zu denen sich in der aufgenommenen Gegend derartige leuchtende Wolken bildeten und wieder verschwanden. Die vom Stern gezeichnete Kurve zeigt auf dem Photogramm teils eine starke Verbreiterung, teils eine vollkommene Unterbrechung; ich brauche kaum zu bemerken, daß sich dies nicht nur an einer Sternkurve, sondern an mehreren benachbarten zeigt und daß auf anderen Aufnahmen die Kurven glatt verlaufen, also ein Objektiv- oder Plattenfehler nicht vorliegt. Die Wölkchen selbst waren zu schwach, als daß sie auf der Platte einen Eindruck gemacht hätten; aber die ganze Platte zeigt, wie fast alle meine Aufnahmen aus dem Norden, eine erhebliche Schwärzung, die aber sehr wohl von meinem dabei angewandten außerordentlich harten Entwicklungsverfahren herrühren kann, mit dessen Anwendung es überhaupt erst möglich wurde, die Nordlichterscheinungen aus der Platte herauszuholen.

Häufig beobachteten wir eine Mischung von Wolken und Nordlichtdunst; am auffallendsten sind aber die Beobachtungen, die wir am 12. Januar 1892 machten; mein Tagebuch berichtet darüber:

„Bis abends bedeckt; gegen 10^p teilweise Aufklärung von Norden aus; $10^p\,59^m$ bis $11^p\,0{,}5^m$ schwacher Bogen durch Zenit; $11^p\,15^m$ helles Band am Nordhimmel nahe Zenit, das gleich wieder verschwindet; $11^p\,22^m$ mehrere helle Bänder in NW, die $11^p\,26^m$ nahezu verblaßt sind; $11^p\,30^m$ schwacher Bogen von W nach Zenit; $11^p\,32{,}7^m$ helle Bänder in W; $11^p\,35^m$ bis 45^m Band in NW, Bogen in N. Die gesamten Erscheinungen bewegen sich, wie immer, N—S; der ganze Südhimmel ist von mit vom Monde beleuchteten Wolken bedeckt, die sich mit der gleichen Geschwindigkeit, wie das Nordlicht N—S bewegen, während die Grenze zwischen Wolkenschleier und klarem Himmel seine Lage nicht ändert und beständig E—W durch das Zenit geht; die Nordlichtbänder bewegen sich bis zur Wolkengrenze, wo es den Anschein hat, als ob sie sich direkt in Wolken transformieren, die dann mit der gleichen Geschwindigkeit sich weiter bewegen. Im N sind Sterne 3. bis 4. Größe zu sehen, im S ist selbst der Mond stark verschleiert; der Wind wurde als leiser Zug aus E notiert. Diese Erscheinung war bis etwa $12^p\,40^m$ zu beobachten, während sich $12^p\,20^m$ auch der Osthimmel etwas aufgeklärt hatte; $12^p\,40^m$ bezieht es sich plötzlich ganz, mit Ausnahme des Nordhorizontes. $12^p\,48^m$ beginnt wieder Aufklärung von N aus; von Nordlicht ist nichts mehr zu bemerken."

Ein Zusammenhang zwischen Polarlicht und Bildung von Wolken ist heute nicht mehr zu leugnen; wollte man eine solche Annahme doch verwerfen, so wäre nur anzunehmen, daß sich am Südhimmel eine dünne Wolkenwand befand, die eine durch das Zenit gehende scharfe Grenze hatte; eine solche Wolkenwand hat man bekanntlich häufig Gelegenheit zu beobachten, besonders bei Mondschein. Die Bewegung auch der Wolken nach Süden müßte man dann einer — von mir ungern zugegebenen — Täuschung zuschreiben, hervorgerufen durch die auch am Südhimmel vor sich gehende Bewegung des Nordlichtdunstes in dieser Richtung, in welchem Falle aber der Nordlichtdunst unter den Wolken sich bewegt haben müßte.

Hiermit wirft sich auch die immer noch unentschiedene Frage nach der Höhe der Nordlichterscheinungen über der Erdoberfläche auf. Die Beobachter berichten darüber, daß ihnen das Nordlicht bald in ganz enormen Höhen vor sich zu gehen schien, bald dicht über dem Erdboden; auch ich habe sehr häufig den Eindruck gehabt, als ob wir diese Erscheinung in ziemlich geringe Höhen zu setzen hätten. Zur Feststellung der Höhe des „stillen" Nordlichts möchte ich — mit aller Vorsicht — folgende Auffassung zur Diskussion stellen, zu der ich dadurch kam, daß das Nordlichtsegment am Nordhorizont in allen Breiten in der gleichen Form und sogar in nicht allzu verschiedenen Höhen aufzutreten pflegt, mit dem einzigen Unterschied, daß das dunkle (untere) Segment nur in hohen Breiten sich ausprägt. Fr. Busch[1]) in Arnsberg i. W. hat die Höhe des höchsten Punktes des Gebildes vom 30. Juni zu 5^0 gemessen, woraus sich unter der Annahme von leuchtenden Wolken, wie Fr. Busch auch angibt, eine Höhe von rund 52 km ergeben würde. Bei dieser Höhe hätte aber das Gebilde eine Parallaxe zeigen müssen und z. B. von Kopenhagen aus im Westen oder nahe dem Zenit sichtbar sein müssen. Ich will versuchen, eine Erklärung dafür zu geben, daß diese Nordlichterscheinungen keine Parallaxe zeigen und daß dagegen die Perspektive die Hauptrolle bei den Form- und Lageverschiedenheiten spielt.

Denken wir uns in einer gewissen Höhe über der Erdoberfläche einen dünnen Nordlichtschleier wie einen Mantel ausgebreitet, der nach Norden zu an Intensität zunimmt und durch den sich die so häufig zu beobachtende ausgebreitete Himmelshelligkeit erklärt; im Zenit sieht man durch diesen Mantel senkrecht hin-

1) Meteorologische Zeitschr. 1908, Juli.

durch ($\beta = 90^0$) und am Horizont unter dem kleinsten Winkel. Die scheinbare Intensität des Lichtes muß dann roh genähert so zunehmen, wie der Sinus des Winkels, unter dem man durch den Mantel hindurch sieht. Ist a die Höhe des Mantels über der Erde, r der Krümmungsradius der Erde oder des Mantels, so findet sich dieser Winkel für den Horizont sehr nahe aus

$$\sin \beta = \sqrt{\frac{a}{r}}.$$

Das Bemerkenswerte ist, daß β von der Lage des Beobachtungsortes unabhängig ist, die Erscheinung also keine Parallaxe zeigt, wie sie ein begrenztes Gebilde haben müßte; hiermit scheinen alle Beobachtungen übereinzustimmen; bei den resp. Höhen

$a = 0{,}5 \quad 2 \quad 10 \quad 50 \quad 100$ km

findet man übrigens für den Horizont

$\beta = 0{,}7^0 \quad 1{,}6^0 \quad 3^0 \quad 7^0 \quad 10^0.$

Je geringer die Höhe a ist, desto stärker muß die Intensitätszunahme nach dem Horizonte zu sein.

Nehmen wir ferner an, daß dieser Mantel (wenigstens abgesehen von einem schwachen Untergrund) keine gleichmäßige Fläche bilde, sondern daß die leuchtenden Teile in mehr oder weniger exakt geformten Ringen geordnet sind, die konzentrisch den magnetischen Nordpol umschließen, in einer gewissen Entfernung von diesem sich bilden und nach Süden wandern, so würden gerade die Erscheinungen entstehen, die das Nordlicht als Norm bietet und auch das in den nördlichen Breiten sichtbare dunkle Segment würde sich erklären.

Aus Messungen der Horizontalhöhe des dunklen Segments an verschiedenen Orten würde sich die Höhe dieses Mantels, der übrigens die „Aurore de la première classe" von A. Paulsen[1]) darstellen würde, über der Erdoberfläche ergeben.

Eine Wanderung der Nordlichterscheinung als Ganzes von Nord nach Süd, bald mit außerordentlich großer, bald mit geringerer Geschwindigkeit, haben wir in Bossekop fast ausnahmslos beobachtet, während die sehr intensiven Teile (meist Bänder) innerhalb des Ganzen sehr lebhafte Bewegungen auch nach anderen Richtungen, meist wohl geradezu Ost—West oder umgekehrt, zeigten.

Ich will diese Ideen hier nicht weiter ausführen, weil deren Verfolgung noch das Zusammenstellen weiterer Beobachtungen und eine eingehende Bezugnahme auf die von Arrhenius, Birkeland, Nordman, Paulsen u. a. aufgestellten Theorien erfordert. — Ebenso will ich es dahingestellt sein lassen, ob die Paulsenschen „Aurores de la deuxième classe", d. h. die lebhaften Erscheinungen, welche eine strahlenförmige Struktur zeigen und mit starken magnetischen Störungen verbunden sind, nur eine perspektivische Erscheinung des „stillen" Nordlichtes sind oder aus dem Mantel emanieren.

Frankfurt a. M., August 1908.

(Eingegangen 1. September 1908.)

1) Sur les récentes théories de l'aurore polaire. Bulletin de l'Académie royale de Danemark. 1906, Nr. 2.

Experimentelle Prüfung der Superpositionssätze für Wechselstrom im körperlichen Leiter.

Von H. Hausrath.

Zu den linearen Beziehungen zwischen den Ladungen und Potentialdifferenzen, welche von Maxwell für elektrostatisch geladene Konduktoren aufgestellt worden sind, gilt bekanntlich ein analoges Gleichungssystem auch für die an bestimmten Punkten eines Leitungsnetzes bestehenden Stromstärken und Spannungen. Dieser zuerst von Gauß aufgestellte Ansatz findet sich in seinem hinterlassenen Tagebuch zwischen Beobachtungsprotokollen vom Jahre 1833[1]). Die hiermit identischen Maxwellschen Beziehungen[2]) für das allgemeine System linearer Leiter haben als Grundlage für die Berechnung elektrischer Leitungsnetze wichtige praktische Anwendung gefunden.

Daß formal gleiche Bedingungen für lineare Leitungsnetze auch bei stationärem Wechselstrom bestehen, ist vom Verfasser an anderer Stelle[3]) abgeleitet worden. Existieren an einem System elektrischer Leiter n-Punkte (praktisch Flächen, die bei allen Verteilungen Potentialniveauflächen sind), für welche die an ihnen aus dem System heraustretenden Ströme bzw. die zwischen diesen Punkten bestehenden Spannungsdifferenzen gesucht sind, so lauten in symbolischer Schreibweise (d. h. unter Verwendung komplexer „Widerstandsoperatoren") die Superpositionsgleichungen für die Stromstärken:

$$i_1 = Y_1 (v_1 - v_n) + Y_{12} (v_2 - v_n) + \cdots + Y_{1,\, n-1} (v_{n-1} - v_n),$$
$$i_2 = Y_{12} (v_1 - v_n) + Y_2 (v_2 - v_n) + \cdots + Y_{2,\, n-1} (v_{n-1} - v_n),$$
$$— \quad — \quad — \quad — \quad — \quad — \quad —$$
$$i_{n-1} = Y_{1,\, n-1} (v_1 - v_n) + Y_{2,\, n-1} (v_2 - v_n) + \cdots + Y_{n-1} (v_{n-1} - v_n).$$

Hieraus ergeben sich mittels der Abkurzungen:

1) Gaußsche Denkschriften, V. Bd., S. 161.
2) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus I, S. 410 ff.
3) Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. Berlin, Julius Springer, 1907.

$$\frac{\Delta_i}{\Delta} = W_i \quad \text{und} \quad \frac{\Delta_{ik}}{\Delta} = W_{ik}$$

die Superpositionsgleichungen für die Spannungsdifferenzen:

$$v_1 - v_n = W_1 i_1 + W_{12} i_2 + \cdots\cdots + W_{1,\,n-1} i_{n-1},$$
$$v_2 - v_n = W_{12} i_1 + W_2 i_2 + \cdots\cdots + W_{2,\,n-1} i_{n-1},$$
— — — — — — — — — — —
$$v_{n-1} - v_n = W_{1,\,n-1} i_1 + W_{2,\,n-1} i_2 + \cdots\cdots + W_{n-1} i_{n-1}.$$

Die physikalische Bedeutung und die experimentelle Bestimmung der komplexen Koeffizienten Y und W ist in der zitierten Schrift ausgeführt. Insbesondere sind die Beziehungen zu bemerken:

$$Y_i = -\sum_{k=1}^{k=n} Y_{ik},$$

wobei Y_{ii} in der Summe nicht vorkommt. Hiernach bleiben nur die $\frac{n(n-1)}{2}$ Koeffizienten $Y_{ik} = Y_{ki}$ übrig, die als Teiladmittanzen der Verbindungszweige zwischen den n-Punkten bezeichnet wurden, durch die das System in bezug auf seine elektrischen Eigenschaften ersetzt werden kann. Diese n-Punkte wurden die Bezugspunkte des Systems genannt.

Auf dieser Grundlage ergab sich eine systematische Entwicklung schon bekannter sowie bisher noch nicht gefundener elektrischer Meßmethoden, welche sich auf die Untersuchung von Fernleitungen, Transformatoren und Anlagen beziehen. Die praktische Anwendung dieser Verfahren bleibt jedoch ebenso wie im allgemeinen auch jede auf dem Ohmschen Gesetz beruhende Gleichstrommessung dem Einwand ausgesetzt, daß die theoretischen Beziehungen nur für lineare Leiter aufgestellt sind, also für einen Grenzfall, der in der Praxis stets nur mit einer gewissen Annäherung realisiert werden kann.

Dabei ist natürlich zu unterscheiden zwischen der Frage, ob das Superpositionsprinzip selbst auch für Strömungen in massiven Körpern Gültigkeit besitzt und der andern, ob die Meßanordnung so eingerichtet werden kann, daß sich die gemessenen Koeffizienten auf praktisch realisierbare „Bezugspunkte" beziehen lassen. Nur die erstere Frage ist von prinzipiellem Interesse.

Während nun die Gültigkeit der Superpositionsprinzipien für konstante Ströme im körperlichen Leiter schon im Jahre 1853 von Helmholtz[1]) aus bekannten Sätzen der Potentialtheorie abgeleitet wurde, ist ein entsprechender allgemeiner Beweis für Wechselströme, also beim Auftreten von induktiven und Kondensatorwirkungen nach Wissen des Verfassers noch nicht gebracht worden. Ihre Gültigkeit für massive Leiter könnte wohl nur dann aus der Gültigkeit für lineare Systeme abgeleitet werden, wenn man einen massiven Leiter in bezug auf seine elektrischen Eigenschaften durch einen regelmäßigen Netzkörper mit gegen ihre Länge unendlich dünnen Fäden ersetzen darf. Da dies jedoch auch ohne bestimmte Annahme für das Bildungsgesetz des linearen Ersatzkörpers nicht als selbstverständlich vorausgesetzt werden kann, hat Verfasser schon früher[1]) eine experimentelle Prüfung des Superpositionsprinzips für Wechselstrom in massiven Leitern versucht, die auf dem durch Strom- und Spannungsmessung ausführbaren Nachweis eines aus den Superpositionsgleichungen folgenden Reziprozitätssatzes beruhte.

Aus den oben stehenden Gleichungssystemen für vier Bezugspunkte ergaben sich nämlich vier Reziprozitätssätze[2]). Der hier benutzte Satz ist für Gleichstrom schon von Helmholtz aufgestellt. Er lautet in der Formulierung von Maxwell:

„Es seien A, B, C, D vier Punkte unseres Leitungssystems. Tritt ein Strom von der Stärke J durch den Punkt A ein und verläßt ihn im Punkte B, so ist die dadurch entstehende Potentialdifferenz zwischen C und D ebenso groß, wie die zwischen A und B entstehende Potentialdifferenz, wenn der Strom von derselben Stärke J das System in C betritt und in D verläßt."

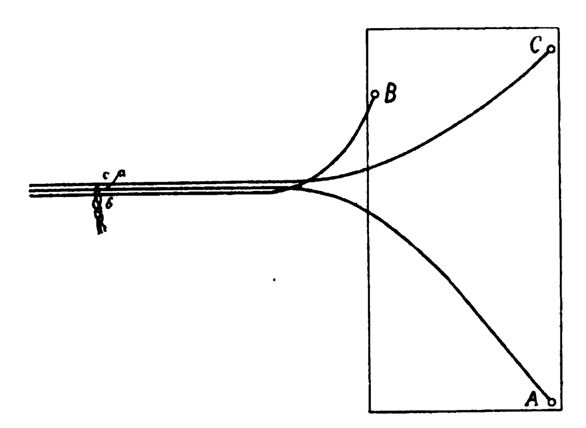
Dieser Satz wurde für Wechselstrom an einem Netz mit Selbst- und gegenseitigen Induktionen sowie Kapazitäten bestätigt. Die Prüfung mit massiven Leitern konnte aber nur in der Weise ausgeführt werden, daß solche in das Innere von Luftspulen mit zwei Paaren von Anschlüssen gebracht wurden.

Inzwischen ist es nach Beschaffung einer Hochfrequenzmaschine von 14 Kilowatt Leistung möglich geworden, diese Messungen direkt an einem massiven ausgedehnten Leiter auszuführen. Hierüber soll im folgenden berichtet werden.

Ein 0,2 mm starkes Rheotanblech[3]) von 1 m Länge und $^1/_2$ m Breite wurde an den Punkten A, B, C (Figur) mit Stromzuführungen aus 8 mm dickem Kupferdraht versehen. Diese wurden nebeneinander fortgeführt und in 70 cm Entfernung von der Platte an den dicht beieinander liegenden Punkten a, b, c mit je einer Abzweigung versehen. Letztere waren eng verdrillt zur beweglichen Spule eines wirbelstromfreien Spiegeldynamometers geführt. 1 m

1) Helmholtz, Ges. Abhn. I, S. 475.

1) l. c., S. 15ff.
2) l. c., S. 70ff.
3) Für freundliche Überlassung desselben bin ich der Firma F. Lange, Aue in Sachsen, zu Dank verpflichtet.



außerhalb der Abzweigungsstelle erfolgte der Anschluß an zwei ebenfalls eng nebeneinander zur Stromquelle durch ein Hitzdrahtamperemeter führende Kabel in der Weise, daß der Anschluß wahlweise nach a und b oder nach a und c erfolgen konnte. Entsprechend konnte das entfernt aufgestellte Dynamometer wahlweise an die Abzweigungen von a und c bzw. a und b angeschlossen werden.

Die Messung bestand darin, daß einmal der Strom durch ac (i_{ac}) und die Spannung an ab (Ausschlag α_{ab}), das andere Mal der Strom durch ab und die Spannung an ac gemessen wurden. Das Verhältnis beider muß dann nach dem obigen Reziprozitätssatz in beiden Schaltungen dasselbe sein. Die Punkte a, b, c sind hierbei die Bezugspunkte des untersuchten Systems.

Um genügende Meßgenauigkeit zu erzielen, wurde der Strom der Hochfrequenzmaschine durch die Primärwicklung eines Induktors (Resonanzinduktor von Boas mit auswechselbaren Primär- und Sekundärspulen) geschickt und gleichzeitig auf eine Starkstromwicklung und eine Schwachstromwicklung transformiert. Die erstere lieferte bei 1142 Perioden pro Sekunde gegen 30 Ampere durch die Meßanordnung, die andere diente als Hilfsstromquelle für die feste Spule des Dynamometers. Infolge der sehr schwachen Koppelung am Transformator änderte sich die Tourenzahl der Maschine kaum beim Auswechseln der beiden Schaltungen.

Die folgenden Beobachtungsdaten zeigen tatsächlich den gleichen Betrag für das Verhältnis der zusammengehörigen Werte der Stromstärke und der Ausschläge in den beiden Schaltungen. Sie geben also eine experimentelle Bestätigung des Reziprozitätssatzes und damit der Superpositionsgleichungen auch bei Systemen mit extrem großem Skineffekt.

$$\frac{\alpha_{ab}}{i_{ac}} = \frac{400,0}{27,7} = 14,44,$$

$$\frac{\alpha_{ac}}{i_{ab}} = \frac{400,3}{27,7} = 14,45,$$

$$\frac{\alpha_{ac}}{i_{ab}} = \frac{401,6}{27,8} = 14,45,$$

$$\frac{\alpha_{ab}}{i_{ac}} = \frac{398,3}{27,5} = 14,48.$$

Um diese in Anbetracht von unvermeidlichen kleinen Schwankungen der Maschine vorzügliche Übereinstimmung zu erhalten, mußte Sorge getragen werden, daß die Zuleitungen in beiden Schaltungen direkt aneinander lagen. Bei der getroffenen Anordnung war ein merklicher Einfluß der nicht ganz vermeidlichen gegenseitigen Induktion von dem außerhalb der Bezugspunkte a, b, c befindlichen Teil des Stromkreises auf das untersuchte System durch genügend lange eng parallel geführte Zuleitungen vermieden. Ebenso war Induktion auf die zum Dynamometer führenden eng verdrillten Schleifen ausgeschlossen.

Die Erfüllung dieser Bedingung ist notwendig, damit die Superpositionsgleichungen für das auf die Punkte a, b, c bezogene System in der getroffenen Anordnung gültig sind, denn die Gleichungen setzen ein in sich geschlossenes, also von außen nicht induziertes System voraus. Jedoch ist ein bei beliebigen Stromverteilungen innerhalb des betrachteten Systems stets gleiches von außen induzierendes Wechselfeld unschädlich, denn es erzeugt in ihm eine stationäre Spannungsverteilung, welche sich über die jeweilige des Systems superponiert. Deshalb fällt bei den getroffenen Versuchsbedingungen der Einfluß des Feldes der Stromquelle und der Zuleitungen ganz heraus.

Würden dagegen etwa die Punkte A, B, C als Bezugspunkte gewählt, so könnten diese Bedingungen nicht erfüllt werden. Denn die Spannungsmessung erfordert die Herstellung von Schleifen, durch welche das Meßinstrument an die räumlich getrennten Bezugspunkte angelegt wird. Zwar kann die hierdurch entstehende Abweichung der Spannungsdifferenz an den Voltmeterklemmen und der zu messenden Spannungsdifferenz an den Bezugspunkten prinzipiell dadurch eliminiert werden, daß man die Abzweigungen von den Bezugspunkten längs der Richtung der elektrischen Kraftlinien bis zur Fläche der Feldintensität Null führt und erst in dieser durch das Dynamometer verbindet. Praktisch ist jedoch dieses Verfahren nur bei der Untersuchung von Kabeln ausführbar, weil dort die Richtung des elektrischen Feldes durch den Querschnitt gegeben ist und die neutrale Fläche durch den ganzen Raum außerhalb des Kabelmantels repräsentiert wird, wenn dieser gegen die auf einem Kreis verteilten Adern isoliert ist.

Im vorliegenden Fall eines unsymmetrisch ausgedehnten Systems kann die Feldrichtung nicht angegeben werden. Um trotzdem eine

wenigstens angenäherte Messung der Spannungsverteilung an Punkten des massiven Blechs selbst vornehmen zu können, wurde das Blech an der Längswand eines Zimmers von 10 zu 6 m Bodenfläche angebracht und die Zuleitungen den Wänden entlang zu dem gegenüber aufgestellten Transformator geführt. Das Dynamometer stand in der Mitte des Raumes.

Es konnten so innerhalb der Grenzen, in welchen die Feldlinien nach Schätzung verlaufen mußten, eine Richtung für jede Abzweigung gefunden werden, für welche sich die oben benutzte Reziprozitätsbeziehung wieder bestätigte. Indem schließlich die Abzweigungen an den Punkten A, B, C vom Blech losgelöst und darauf A mit B bzw. A mit C durch einen Draht verbunden wurden, ergab der Dynamometerausschlag ein angenähertes Maß für den induktiven Spannungsabfall zwischen diesen Punkten. Er betrug ungefähr die Hälfte des zugehörigen gesamten Spannungsabfalls.

Bei den oben wiedergegebenen Messungen an dem geschlossenen System mit den Bezugspunkten a, b, c hätten sich also erhebliche Abweichungen von dem geprüften Reziprozitätssatz ergeben müssen, wenn die Induktionswirkungen in massiven Leitern mit der Gültigkeit der Superpositionssätze nicht verträglich wären.

(Eingegangen 3. September 1908.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität München Dr. Peter Paul Koch für Physik, an der Universität Zürich Dr. E. Unger für Physik.

Verliehen: Den ord. Professoren an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Otto Dieffenbach (Chemische Technologie und Elektrochemie), Dr. Hermann Wiener (Mathematik) und Dr. Karl Wirtz (Elektrotechnik) der Charakter als Geheimer Hofrat.

Ernannt: Dr. J. J. van Laar zum Lektor für Chemie an der Universität Amsterdam, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Max Reithoffer zum ord. Professor ebenda, der Privatdozent für organische Chemie und Enzyklopädie der Chemie an der Universität und Technischen Hochschule Graz Dr. Franz Hemmelmayr von Augustenfeld und der Privatdozent für allgemeine und physikalische Chemie an der Universität Graz Dr. Robert Kremann zu a. o. Professoren ebenda, Dr. Hugh Marshall zum ord. Professor für Chemie an der Universität Dundee.

Gestorben: Der Honorarprofessor für medizinische und pathologische Chemie am Kaiserlichen Klinischen Institut der Großfürstin Helena Paulovna in St. Petersburg Dr. Alexander von Pöhl, der Privatdozent für Physik an der Universität Wien Dr. James Moser, der frühere Professor der Chemie an der Universität Toronto, Dr. X. Y. Hind.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1908/09.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Magnetismus und Elektrizität, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise: Die Lehre von den schwingenden Bewegungen, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Seitz, Bernoulli und Nordmeyer). — **Seitz:** Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalische Technik, als Einleitung zu den Übungen im physikalischen Laboratorium, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Mechanik, Elektrizität, Magnetismus, 2. — **Bernoulli:** Optische und elektrische Eigenschaften der Metalle, 1; Strahlungstheorie und optische Temperaturmessung, 1. — **Nordmeyer:** Photographie, 1, Übungen, 2. — **Polis:** Allgemeine Meteorologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie I, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen. — **Bidlingmaier:** Einleitung in die Lehre vom Erdmagnetismus, 2. — **Grotrian:** Physikalische Grundlage der Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch:** Elektrische Bahnen, 1; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi:** Elektrische Leitungsanlagen, 2, Übungen, 2. — **Hamacher:** Praktische Telegraphie und Telephonie, 2. — **Junkers:** Wärmetechnik, 2, Übungen, 2; Maschinen-Laboratorium I, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4. — **Köchy:** Lokomotivbau, 2; Eisenbahnbetriebs- und Sicherungsanlagen, 2, Übungen, 1. — **Langer:** Maschinenelemente, 4, Übungen, 5; Rotierende Kraft- und Arbeitsmaschinen, 3, Übungen, 4. — **Rötscher:** Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Mechanische Technologie, 3, Übungen, 2; Übungen im Laboratorium für mechanische Technologie, 2. — **Wallichs:** Dampfmaschinen, 4, Übungen, 6; Werkzeugmaschinenbau und Maschinenfabrikation, 3, Übungen, 4. — **Lutz:** Heizung und Lüftung, 2; Kraftfahrzeuge, 3, Übungen, 2; Abriß der Maschinenelemente, 3, Übungen, 3. —

Bredt: Organische Experimentalchemie II, 3; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen:** Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Experimentalchemie, 2; Anorganisches Praktikum (mit Cloeren, Fischer, Scheen, Hensen und Weise); Elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau:** Chemische Technologie, 4; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, 4; Chemisch-Technisches Praktikum (mit Lambris und Wornast). — **Schenck:** Physikalische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **Cloeren:** Analytische Chemie, 2. — **v. Kapff:** Chemische Technologie der Gespinstfasern: Färberei, Bleicherei usw., 2, Übungen, 4. — **Bornemann:** Repetitorium der physikalischen Chemie, 2. —

Blumenthal: Höhere Mathematik I, 6 bezw. 4, Übungen, 2. — **Furtwängler:** Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Praxis der Differentialgleichungen, *g*. — **Kötter:** Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Graphische Statik, 2, Zeichnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der graphischen Statik, 1. — **Reißner:** Mechanik I, 5, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Teile der Technischen Mechanik: Festigkeit ebener und gekrümmter Platten, 2 *g*. — **Haußmann:** Markscheiden und Feldmessen, 4, Übungen, 1/2 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 1; Enzyklopädie der Markscheidekunde, 2; Sphärische Trigonometrie, 1; Trigonometrische Übungen, 2. — **Schumann:** Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Ausgewählte Kapitel der Geodäsie, 1 *g*; Eisenbahntrassieren, 2. —

Universität Basel.

A. Hagenbach: Experimentalphysik II: Optik, Wärme und Elektrizität, 6; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Veillon), 8, für Vorgerückte, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Hagenbach-Bischoff:** Geschichte der Physik, 2 *g*. — **Von der Mühll:** Analytische Mechanik, mit Übungen, 4; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Veillon:** Elektrische Messungen, 2. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Chemisches Kränzchen (mit Rupe und Fichter), 1 *g*. — **Rupe:** Organische Experimentalchemie, 4. — **Fichter:** Elektrochemie, 2; Maßanalyse und Gasanalyse, 1; Analytisches Halbpraktikum, 9. — **Kreis:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Müller:** Physikalische Chemie I, 2. — **Beuttner:** Pharmakognosie I, 3; Pharmazeutische Chemie I, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 3 Nachmittage; Mi-

kroskopische Übungen der Pharmakognosie, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. —

Kinkelin: Algebraische Analysis, 3. — **Riggenbach**: Astronomische Geographie, 3. — **Fueter**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Flächentheorie, 2, Übungen, 1 *g*; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 2. — **Flatt**: Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung, I, 3; Geometrie der Lage, 2. — **Spieß**: Geschichte der Mathematik, 2. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5, Mathematische Ergänzung, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Geübtere (mit Wehnelt), tägl. — **Planck**: Theorie der Wärme, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt**: Angewandte Elektrizitätslehre, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger II (mit Blasius), 7, für Pharmazeuten, 3. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. — **Warburg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius**: Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$; Übungen im Anschluß an das physikalische Praktikum, 1 *g*. — **Neesen**: Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie (Theorie), 1 *g*. — **E. Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik, 2; Technische Exkursionen, 2—3wöchig, 1 Nachmittag *g*. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4. — **Weinstein**: Einleitung in die mathematische Physik, Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Naturphilosophie, Weltanschauungen, 1 *g*. — **Aschkinaß**: Elemente der höheren Mathematik, mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in den Naturwissenschaften, 2. — **Martens**: Die wichtigsten Kapitel aus der Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 2. — **Börnstein**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Wetterkunde, 1; Übungen in Herstellung und Gebrauch physikalischer Unterrichtsapparate, 4; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3; Physikalische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Fock**: Über die Grundlagen der Physik und Chemie, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Kristallographie, 1 *g*. — **Gehrcke**: Theorie der Wechselströme und elektromagnetischen Wellen, $1^1/_2$. — **Grüneisen**: Differentialgleichungen schwingender Systeme, 1 *g*. — **Valentiner**: Vektoranalysis mit Anwendung auf die mathematische Physik und auf technische Probleme, 2. — **Kiebitz**: Elektrische Wellen und ihre Anwendung in der drahtlosen Telegraphie, 2. — **Hahn**: Die Radioaktivität, 1. — **Laue**: Elektronentheorie, 2 *g*. — **Henning**: Ausgewählte Kapitel aus der Potentialtheorie, 1 *g*. — **Hellmann**: Allgemeine Klimatologie, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Schmidt**: Allgemeine Geophysik, 2; Kollektivmaßlehre, 1 *g*; Übungen in der rechnerischen Behandlung geophysikalischer Probleme, 1 *g*. — **Leß**: Praktische Witterungskunde, 2. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, mit praktischen Übungen, 1. —

E. Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Stock, Diels und F. Fischer), tägl. — **Nernst**: Physikalische Chemie, 4; Über galvanische Elemente, 1 *g*; Physiko-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium: a) anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) Physiko-chemische Übungen, 7, c) Physiko-chemische Arbeiten, tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen Chemie, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker II: Organische Stoffe, 2; Chemische Technologie für Juristen, 2; Übungen im Technologischen Institut, tägl.; Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen, 6. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie I, 5; Praktische Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Toxikologische Chemie, mit Experimenten, $1^1/_2$; Praktische Übungen in der chemischen Analyse, in der Prüfung und Wertbestimmung von Arzneimitteln, in der Nahrungsmittelchemie (mit Mannich), tägl. — **Biedermann**: Die künstlichen Farbstoffe, 2. — **Gabriel**: Qualitative chemische Analyse, 1 *g*. — **Schotten**: Chemie der Ernährung, 2. — **Marckwald**: Analytische Chemie, 2. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Praktische Übungen in der Elektroanalyse und Maßanalyse, 5. — **Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Emmerling**: Gärungschemie, 1. — **R. J. Meyer**: Beziehungen zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Zusammensetzung, 1. — **Buchner**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum (mit Meisenheimer), tägl. — **Pschorr**: Einführung in die organische Chemie II: Benzolderivate, 1. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 2. — **Neuberg**: Praktischer Kursus der Chemie (mit Salkowski), 6; Chemisches und Physiologisches über Zucker und Eiweiß, 1 *g*. — **Sachs**: Chemie der Farbstoffe, 1. — **Koppel**: Praktische Übungen in der Gasanalyse, 3. — **Diels**: Einführung in die organische Chemie I: Aliphatische Verbindungen, 1. — **Stock**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Qualitative und quantitative Analyse, $1^1/_2$ *g*. — **Meisenheimer**: Reaktionen organischer Atomgruppen, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **F. Fischer**: Grundzüge der Elektrochemie, 1. — **Byk**: Photochemie, 2; Repetitorium der physikalischen Chemie, 1. — **Großmann**: Die Grundzüge der chemischen Technik und ihre Bedeutung für das deutsche Wirtschaftsleben, 2; Besprechung chemisch-technischer und wirtschaftlicher Tagesfragen, 1. — **Löb**: Elektrochemie II: Organischer Teil, 1; Physikalische Biochemie II, 1 *g*; Physiologisch-chemische Arbeiten, tägl. — **Ehrlich**: Die landwirtschaftlich-chemischen Industrien: Zucker, Stärke, Brennerei, Brauerei, 1. — **Köthner**: Lösungsversuche des Stoffproblems und ihre Wertung, 1. — **Mannich**: Qualitative chemische Analyse, 1; Quantitative chemische Analyse, 1; Die chemische Prüfung der Arzneimittel II, 1. — **Stähler**: Elektroanalyse und Gasanalyse, 1. — **v. Wartenberg**: Kinetische Theorie der Aggregatzustände, 1. —

Schwarz: Differentialrechnung, 4, Übungen, 14tägig, 2 *g*; Synthetische Geometrie, 4; Theorie der komplexen Zahlgrößen, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*; Mathematisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Frobenius**: Algebra, 4; Analytische Geometrie, 4. — **Schottky**: Allgemeine Funktionentheorie, 4; Thetareihen, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Knoblauch**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 4; Theorie der Raumkurven und der krummen Flächen, 4; Mathematische Übungen, 1 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Analytische Mechanik, 4. — **Hettner**: Potentialtheorie, 2. — **Landau**: Integralrechnung, 4; Mengenlehre mit Anwendungen auf die Theorie der Funktionen reeller Veränderlichen, 4. — **Schur**: Zahlentheorie, 4; Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Foerster**: Fundamentale Ausgleichung der Zeit- und Raummessung, 2; Geschichte der neueren Astronomie, 2 *g*; Die Kulturwissenschaften im Lichte der Naturerkenntnis, 1 *g*. — **Helmert**: Gradmessungen, 1 *g*; Methode der kleinsten Quadrate, 1. — **Struve**: Sphärische Astronomie, 3; Praktische Übungen, *g*. — **Bauschinger**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Figur und Rotation der Himmelskörper, 3; Planetentafeln, 1 *g*. — **Scheiner**: Spektralanalyse der Gestirne, 2; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Praxis der geographisch- und nautisch-astronomischen Ortsbestimmung, mit Übungen, 2; Allgemeinverständliche Himmelskunde, mit Lichtbildern, $1^1/_2$. — **Ristenpart**: Theorie der Mikrometermessungen, 1, Übungen, *g*; Kosmogonie: Gemeinverständliche Darstellung vom Aufbau, Werden und Vergehen des Weltgebäudes, 1. —

Technische Hochschule Berlin.

F. Dolezalek: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 16; Physikalische Chemie, 2. — **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 16. — **Kalischer**: Grundzüge der Potentialtheorie und ihre Anwendung in der Elektrizitätslehre, 2; Elektrische Schwingungen und Funkentelegraphie, 1; Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik II, 2. — **Krigar-Menzel**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Theorie der Wärme: Thermodynamik, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen I, 2; Meßinstrumente des Chemikers, 1. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maß-

einheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente, 4. — **Glatzel**: Meßapparate und Meßmethoden der drahtlosen Telegraphie mit Demonstrationen, 1. — **Kaßner**: Die meteorologischen Grundlagen des Wasser- und Tiefbaues: Niederschläge, Hochwasser, Verdunstung, Feuchtigkeit usw., 1. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Funkentelegraphie, 2; Übungen im Elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4. — **W. Reichel**: Einführung in die Elektrotechnik, 2, Übungen, 2; Elektromaschinenbau I und II, 4, Übungen, 8; Übungen im Elektrotechnischen Versuchsfelde, 4; Elektrische Kraftanlagen und Bahnen, 2, Übungen, 4. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Meßkunde, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Experimenten, 2. — **Benischke**: Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Straßenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 1. — **v. Koch**: Kollektormotoren für Einphasen-Wechselstrom, 2. — **Servus**: Mathematische Theorie des Lichts, 4; Photographische Optik, 2. — **Zehme**: Elektrische Stadtschnellbahnen und Haupteisenbahnen, 2. — **Frölich**: Übersicht über die Elektrotechnik für Chemiker, 1. — **Franz**: Hochbauelemente für maschinentechnische Anlagen, 2, Übungen, 4; Bauanlagen für industrielle Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4; Bautechnisches Seminar, 2 *g*. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Josse**: Wärmetechnik I, 2, II, 2, Übungen, 6, III, Übungen, 8. — **Kammerer**: Maschinenelemente, 4, Übungen, 8; Entwerfen von Hebemaschinen, 4; Entwerfen von schwierigeren Hebemaschinen und von Maschinen zu Verkehrsanlagen für staatliche, kommunale und industrielle Betriebe, 4. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, einschließlich Zentrifugalpumpen, 2; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen und Dampfkesseln, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen, 2, Übungen im Materialprüfungsamt, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen im Festigkeitslaboratorium, 2. — **Obergethmann**: Eisenbahn-Maschinenbau, Fahrzeuge, Betriebs- und Verkehrsanlagen, 3; Lokomotiven und Triebwagen, Bau und Unterhaltung, 2; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 3, Übungen, 1. — **E. Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Wasserkraftmaschinen, einschließlich Zentrifugalpumpen, 3, Übungen, 4. — **Riedler**: Verbrennungsmaschinen und Kraftfahrzeuge, 2; Entwerfen von Arbeitsmaschinen und Verbrennungsmaschinen, 4. — **Schlesinger**: Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 4; Fabrikbetriebe, mit Seminar, 2, Übungen, 4. — **Schuberg**: Elemente der darstellenden Geometrie, 1, Übungen, 3; Maschinenelemente, 1, Übungen im Maschinenzeichnen, 3; Allgemeine Maschinenlehre: Grundlagen der Dampfmaschinen, Dampfkessel, Gasmotoren, Arbeitsmaschinen, 2, Übungen im Maschinenzeichnen, 3; Konstruktionsübungen für Chemiker I, 1, Übungen, 3, II, 1, Übungen, 3. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau: Kolbendampfmaschinen, 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Dynamik, 2; Angewandte Hydraulik, 2. — **Braun**: Bau von Apparaten für das Eisenbahnsicherungswesen, 2. — **Franke**: Instrumenten- und Apparatenbau, 1. — **v. Hanffstengel**: Förderanlagen, 2. — **Heinel**: Die Maschinen zur Gas-Verdichtung und -Verflüssigung, insbesondere die Kälteerzeugungsmaschinen, 2. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie I, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Holde**: Untersuchung von Fetten, Ölen, Wachsen, Seifen, Firnissen und Kautschuk, 2. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Quantitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Allgemeine Elektrochemie und Anwendung der Elektrolyse in der chemischen Industrie, 4; Abriß der technischen Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **Liebermann**: Organische Chemie I: Die offenen Kohlenstoffketten, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Allgemeine Photographie: Apparatenkunde, Übersicht über die gebräuchlichen photographischen Prozesse, 2; Einführung in die photographische Optik, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16; Spektrographisches und Spektralanalytisches Praktikum, 1. — **Traube**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Witt**: Chemische Technologie II, 4; Farbstoffe, Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 2; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Ausgewählte Teile der physikalischen Chemie, 1; Kolloquium über physikalische Chemie, 1. — **Bins**: Veredlung der Textilfasern II: Färberei und Zeugdruck, 1. — **Börnstein**: Die Brennmaterialien, ihre Bearbeitung und Verwendung, 2. — **Byk**: Theoretische Photochemie: Die Lehre von den chemischen Wirkungen des Lichtes, 2. — **Hauser**: Chemie der selteneren Elemente mit spezieller Rücksicht auf ihre technische Verwendung. 2; Theorie des Verdampfens und Verflüssigens von Gasen und Gasgemischen, 1; Kolloquium über anorganische und analytische Chemie, 2. — **Hinrichsen**: Über flüssige und feste Lösungen mit besonderer Berücksichtigung der Metallegierungen, 2; Chemische Atomistik, Einführung in die theoretischen Grundanschauungen der modernen Naturwissenschaft, 1 *g*. — **Junghahn**: Technologie der Proteïnstoffe: Albuminoide, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Lehmann**: Die Entwickelung der Farbenphotographie, 1. — **Simonis**: Repetitorium der organischen Chemie, in Form von Kolloquien, 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1; Organisch-chemische Arbeitsmethoden (der Oxydation, Reduktion, Sulfurierung usw.), 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann**: Arbeitsmethoden der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Einführung in die organische Chemie, 2. — **Wolfenstein**: Die Chemie der Alkaloide, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Differential- und Integralrechnung und der analytischen Geometrie, 4, Übungen, 2 *g*. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Steinitz**: Niedere Analysis und Algebra, 2; Potentialtheorie, 2; Funktionentheorie I, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Fuchs**: Über unendliche Reihen, 2. — **E. Meyer**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Salkowski**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Wallenberg**: Repetitorium der höheren Mathematik: Differential- und Integralrechnung, sowie analytische Geometrie II, 2. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4 und 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme, 6; Repetitorium der Physik, 2; Theoretische Optik (Schluß), 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Einleitung in die theoretische Physik, 1; Elektromagnetische Lichttheorie, 3; Anwendungen der Besselschen Funktionen in der Physik, 2; Elektronentheorie II, 2; Thermodynamik (Schluß), 1. — **Einstein**: Theorie der Strahlung, 2. — **Blattner**: Elektrotechnik I, 2. —

Friedheim: Anorganische Experimentalchemie, 6; Qualitative und quantitative Analyse: Metalle, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie II, 5; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor**: Die Chemie der Alkaloide, 2; Repetitorium der Chemie der Fettkörper, 1. — **Lampe**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Mai**: Organisch-chemische Arbeiten; Chemische Berechnungen, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Analytische Chemie im Lichte der Ionentheorie, 1. — **Ephraim**: Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, $1^1/_2$; Die modernen Grundlagen der

Chemie, 2. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel II, 2; Praktikum im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Woker**: Theorien der Biochemie und Biophysik, 2; Die Probleme der Katalyse, 1; Kolloquium über biochemische und biophysikalische Fragen, 1. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Bestimmte Integrale mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Funktionentheorie, 2; Repetitorium der Mathematik, 4; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott**: Algebraische Analysis II, 2; Integralrechnung, 2; Analytische Geometrie II, 2. — **Huber**: Sphärische Astronomie I, 2; Theorie der höheren ebenen Kurven, 3; Theorie der elliptischen und Thetafunktionen, 2; Mathematisches Seminar (geometrisch-astronomischer Richtung) (mit Graf), 1. — **Benteli**: Darstellende Geometrie, Kurven, Strahlenflächen, reguläre Polyëder, 2, Übungen und Repetitorium, 2; Praktische Geometrie I, 1; Konstruktive Perspektive, 1. — **Crelier**: Synthetische Geometrie II, 2; Geometrie des Dreiecks, 2. — **Moser**: Ausgewählte versicherungswissenschaftliche Kapitel; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren**: Ausgleichungsrechnung, 2; Politische Arithmetik, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik I: Mechanik, Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, 5; Laboratorium für Anfänger, 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Eversheim**: Angewandte Elektrizitätslehre mit Übungen, 2. — **Pflüger**: Theorie der Elektrizität, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bucherer**: Mathematische Physik, 2. —

Anschütz: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach**: Physikalische Chemie I: Eigenschaften der Stoffe, Verwandtschaftslehre, mit mathematischen Ergänzungsstunden, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie (seltenere Elemente), 1 *g*; Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Übungen in einfachen, chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*. — **Schroeter**: Aufbau und Abbau von Kohlenstoffverbindungen, 2. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 3; Toxikologie: Ausmittelung von Giften, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, für Pharmazeuten, 2 *g*. — **Mannheim**: Über die Methoden der Wasser- und Harnanalyse, 1, Übungen, tägl. *g*. — **Kippenberger**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, mit Exkursionen, 2; Einführung in die chemische Großtechnik I: Anorganisch-chemische Betriebe, mit Exkursionen, 1; Besprechung nahrungsmittel-chemischer Gutachten, 1 *g*; Gärungschemie, mit praktischen Übungen, 2. — **Laar**: Übersicht der photographischen Verfahren, 1; Praktische Übungen in den photographischen Verfahren, *g*. —

London: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie II, mit Zeichenübungen, 3; Mathematisches Seminar (mit Carathéodory und Schmidt), 14 tägig, 2 *g*. — **Kowalewski**: Differential- und Integralrechnung II, 4 *g*, Übungen, 1 *g*; Fouriersche Reihen und ihre Anwendungen, 2; Grundzüge der Mengenlehre, 2. — **Schmidt**: Einführung in die Algebra, 4. — **Study**: Elliptische Funktionen, 3; Anwendungen komplexer Größen in der Geometrie, 3; Über ein noch zu bestimmendes Thema, 1—2 *g*. — **Carathéodory**: Maxima und Minima, 1; Technische Mechanik, 2. — **Küstner**: Theorie der Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Topographie des Sonnensystems, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), tägl. — **Mönnichmeyer**: Himmelsmechanik, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Zenneck: Physikalisches Praktikum (mit Rau); Theorie des elektromagnetischen Feldes I, 2, III, 2; Experimentalphysik: Molekularphysik, Wärme, Elektromagnetismus, 4; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Weber**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Elektrostatik, 2. — **Peukert**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnik, 4, Übungen, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Wasmus), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wasmus). — **Brünig**: Elektromechanische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Mosler**: Telegraphie und Telephonie, 2; Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 1. — **Franke**: Allgemeine Maschinenlehre, 3. Dampfmaschinenbau, 4, Übungen (mit Göpfert), 8; Berechnung und Bau der Dampfturbinen, 1; Pumpmaschinenbau, Gebläse- und Kompressorenbau, Übungen (mit Göpfert), 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, 4; Maschinenelemente, 4, Übungen (mit Müller), 8. — **Denecke**: Heizung und Lüftung, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, 2, Übungen, 4; Eisenkonstruktionen des Maschinenbaues, 1; Eisenbahnmaschinenbau, 3, Übungen, 4; Maschinenzeichnen, 6; Technisches Zeichnen, 4. — **Schöttler**: Festigkeitslehre, 4; Übungen und Repetitionen, 2; Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Arbeiten im mechanischen Laboratorium I, 1, Übungen (mit Maercks und Zacharias), 3, II. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Fabrikanlagen und Werkstatteinrichtungen, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Technologische Übungen, 3. —

R. Meyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Chemie der organischen Farbstoffe, 3; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Posner); Chemisches Kolloquium (mit Baur), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Grundzüge der Chemie, 3. — **Baur**: Physikalische Chemie, 2; Metallurgie, 2; Chemie der Metalle, 1; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Sichling). — **Reinke**: Chemische Technologie II 1, 6; Chemisch-technische Analyse I, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Rinckleben); Chemisch-technische Verarbeitung landwirtschaftlicher Produkte in den deutschen Kolonien, 1; Seminaristische Übungen, monatlich 2 *g*. — **Beckurts**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Grundzüge der Maßanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger, Frerichs und Emde). — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2. —

Dedekind: Elemente der Zahlentheorie, 2; Einleitung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1. — **Fricke**: Analytische Geometrie und Algebra, 4; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2, II, 2; Einführung in die Funktionentheorie, 2. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Grundzüge der höheren Mathematik, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink**: Technische Mechanik II: Dynamik, 3; Übungen und Repetitorium, 2; Graphische Statik, 2, Übungen, 2; Statik der Baukonstruktionen I, 3, Übungen, 4, II, Übungen, 4. — **Hohenner**: Grundzüge der Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodäsie I, 4, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Planzeichnen, Übungen, 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schaefer), 3 und 6, für Pharmazeuten (mit Schaefer), 3, für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl. — **Pringsheim**: Theoretische Physik I: Allgemeine Mechanik, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Schaefer**: Theorie der Wärme, 4. — **Waetzmann**: Übungen im Demonstrieren physikalischer Apparate, 14tägig, 2; Physikalische Grundbegriffe, 1. — **v. d. Borne**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie: Niederschläge, atmosphärische Störungen, 2; Physik der Erdfeste, 1; Geophysikalische Übungen und Besprechungen, *g*. —

Ladenburg: Organische Experimentalchemie, 5; Che-

misches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Übungen: ganz- und halbtägig; Praktisch-chemische Kurse a) für Mediziner (mit Herz), 5, b) für Landwirte, 6. — **Gadamer**: Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Ausmittelung der Gifte I und II, 2; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Kleines chemisches Praktikum, 6; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl. — **Abegg**: Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1½ *g*; Physikalische Chemie I: Theorie der Gase und Lösungen, osmotischer Druck, 2, mathematische Ergänzungsstunden; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Sackur), 3. — **Ahrens**: Technologie der Heiz-, Brenn- und Leuchtstoffe, Fabrikation von Kalk, Mörtel, Zement, Glas- und Tonwaren, mit Besichtigung von Fabriken, 4; Maschinelle Hilfsmittel der chemischen Technik, 1 *g*; Chemische Technologie I, für Juristen, 2; Praktischer Kursus in chemisch-technischen und gasanalytischen Untersuchungsmethoden, 6; Praktische Übungen und Anleitungen zu selbständigen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Landwirtschaftliche Technologie I: Zucker- und Stärkefabrikation, 2. — **Herz**: Physikalische und chemische Eigenschaften der Metalle und ihrer Verbindungen, 3; Die physikalischen und chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2. — **Sackur**: Radioaktivität, 1; Ausgewählte Kapitel der technischen Elektrochemie, 1. — **J. Meyer**: Thermochemie und Thermodynamik, 2; Thermodynamische Übungen, 1 *g*. — **Fischer**: Biochemie, 1; Kristallsysteme und Kristallstruktur, 1. — **Feist**: Grundlagen der Maßanalyse, 1; Chemisches Repetitorium, 4; Qualitative Analyse, 1 *g*. — **Löffler**: Alkaloide, 2. —

Rosanes: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Elemente der Determinantentheorie, 1—2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Sturm**: Zahlentheorie, 3; Kurven und Flächen 3. Ordnung, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Kneser**: Differentialgleichungen und Fouriersche Reihen, 3; Elliptische Funktionen, 3; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Franz**: Mechanik des Himmels, 4; Astronomisches Seminar: Übungen in Bahn- und Störungsrechnungen, 2 *g*. —

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger I, für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic), 14 tägig, 2 *g*. — **Radakovic**: Optik, 5; Seminar für mathematische Physik, 2 *g*. —

Pomeranz: Allgemeine Chemie I, 5; Physikalische Chemie, 2; Chemische Übungen für Anfänger, 15, für Fortgeschrittene, 20. —

Plemelj: Differential- und Integralrechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 2 *g*; Funktionentheorie (Fortsetzung), 2. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik I, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 4; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Kinetische Gastheorie, 2; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, mit praktischen Anwendungen, 1 *g*; Arbeiten im photographischen Laboratorium für Fortgeschrittene, 3. — **Roeßler**: Elektrotechnik II, 4; Elektrotechnisches Laboratorium II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Simons). — **Simons**: Elektromaschinenbau, 1, Übungen, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Apparate- und Schalttafelbau, 2 *g*, Übungen, 4. — **Grix**: Elektrische Beleuchtung und Installationen, 1; Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Schwachstromtechnik, 2. — **Jahn**: Eisenbahnmaschinenbau, 4, Übungen, 4; Lokomotivbau, 4; Eisenbahnbetrieb, 2; Abriß der Kraftmaschinen, Kessel und Pumpen, 2. — **Schulze-Pillot**: Maschinenelemente, 4, Übungen 8 und 4; Kraft- und Arbeitsmaschinen mit Kreiselrädern, 2, Übungen, 4; Kraftanlagen und Energieverteilung, 2, Übungen, 2. — **N. N.**: Einführung in den Maschinenbau, 1, Übungen 5, 2 und 4; Größere Lasthebemaschinen, 2, Übungen, 4; Maschinenelemente, 2, Übungen, 2; Kolben-Arbeitsmaschinen, 2, Übungen, 2. — **Wagener**: Wärmemechanik, 2; Maschinenlaboratorium I u. II, 4; Kolben-Kraftmaschinen, 4 u. 2, Übungen, 4. — **Gramberg**: Mechanische Meßinstrumente und Maschinenuntersuchungen, 2. — **Lorenz**: Dynamik starrer Körper, 3, Übungen, 2; Festigkeitslehre und Hydraulik, 4, Übungen, 2. —

Ruff: Anorganische Experimentalchemie, 4; Praktikum im anorganisch-chemischen Laboratorium, 49; Praktikum im elektrochemischen Laboratorium, 49. — **Wohl**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, 49; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, 49. — **Bose**: Physikalische Chemie I, 3, Praktikum im physikalisch-chemischen Laboratorium für Anfänger, 4; für Vorgeschrittene ganztägig. — **Plato**: Quantitative chemische Analyse, 2. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik I, 6. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 5; Photogrammetrie, 1 *g*. — **Sommer**: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 1; Geometrische und physikalische Anwendungen der partiellen Differentialgleichungen, 3 *g*. — **Eggert**: Niedere Geodäsie, 2; Planzeichnen, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2; Geodätisches Praktikum I u. II, je 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeißig); Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zeißig), 1 *g*. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, Optik, 4; Physikalische Meß- und Instrumentenkunde, 1 *g*; Grundzüge der seismischen Beobachtung, 1 *g*; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Fritsch**: Einführung in das Physikalische Praktikum, 1 *g*; Photographische Übungen mit einleitenden Vorträgen, 2. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente I, 2. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrische Wellen: Theorie der langen Leitungen, Radiotelegraphie und Telephonie, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II: Theorie und praktische Verwendung von Gleich- und Wechselstrommaschinen (Wechselstromtechnik), 4, Übungen (mit Petersen), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), (Praktikum I und II), halbtägig; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende (Praktikum III); Übungen im Hochspannungslaboratorium (mit Petersen), 2. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 3, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen (Elektrotechnischer Teil), 2. — **Petersen**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, 2; Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1. — **Goldschmidt**: Elektrischer Antrieb von Werkzeug-, Bergwerks- und Hüttenmaschinen, 2. — **v. Roeßler**: Mechanische Technologie I, 2, II, 1; Papierprüfung, Übungen, 3; Werkzeugmaschinen: Metallbearbeitung, 2, Übungen, 3, Holzbearbeitung, 1, Übungen, 3; Heizung und Lüftung, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 3, Konstruktionsübungen, 9; Kinematik I, 2, II, 1; Maschinenelemente und Kinematik (ausgewählte Kapitel), 1. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Ausgewählte Abschnitte aus der Festigkeitslehre, 1; Gasmotoren, 3, Konstruktionsübungen, 3. — **Gutermuth**: Dampfmaschinen und Dampfturbinen, 6; Konstruktionsübungen, 6. — **Pfarr**: Wasserkraftmaschinen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Wasserwerksbauten, 2; Papierfabrikation und deren Maschinen, 3. — **Koehler**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 3; Lasthebemaschinen, 2, Übungen, 3; Förderanlagen für Massengüter, 1; Baumaschinenzeichnen, Übungen, 3; Maschinenelemente, 2, Übungen, 3. — **N. N.**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum (mit Kolb, D'Ans und W. Schaeffer), tägl. außer Sonnabend. — **Kolb**: Anorganische Chemie, spezieller Teil II, 2; Analytische Chemie II: Quantitative Analyse einschließlich Maßanalyse, 2; Analytische Chemie der seltenen Elemente, 1; Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 6; Praktikum im

Laboratorium für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Schwalbe**: Chemische Technologie der Gespinstfasern: Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 1; Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum; Färberei-Praktikum; Rohstoffe und Halbstoffe der Papierfabrikation, 2. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 2; Bakteriologie und Sterilisationstechnik (mit Weller), Übungen; Mikroskopische Untersuchung von Drogen- und Nahrungsmittelpulvern (mit Schenck), Übungen, 2; Pharmakognosie, 3, Übungen, 2; Pharmazeutische Gesetzeskunde, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 4; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann, Moldenhauer und Brodal), tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann, Moldenhauer und Brodal), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Grundzüge der Eisenhüttenkunde, 1. — **Neumann**: Verbrennungsvorgänge, Heiz- und Kraftgase und deren Untersuchung, 1, Übung, 1; Gasanalytische Methoden, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Elektrochemie, 1. — **Moldenhauer**: Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation, 1 *g*; Elektrochemische Übungen, 3 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie I, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die physikalischen und chemischen Methoden der quantitativen Bestimmung organischer Verbindungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Technik organischer Verbindungen, 1. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genußmitteln und Gebrauchsgegenständen, 8, Übungen, 1. —

Graefe: Repetitorium der Elementarmathematik, 2, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Geschichte der Mathematik, 1. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 4, II, 2, Übungen, 1. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschl. Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 3; Theorie der Fourierschen Reihen und Integrale, 2. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6, II, 1, Übungen, 2; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel aus der analytischen Geometrie der Ebene, 2. — **Fenner**: Trigonometrie, 3; Geodäsie, 4; Höhere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen I, 2; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen A, 2. — **Gasser**: Praktische Geometrie, 2; Astronomische Ortsbestimmung, 1½ g. — **Henneberg**: Technische Mechanik (mit Graefe), 3, Übungen, 2; Mechanik II, 6, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 1. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Toepler) I, 6 oder 3, II, für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten (mit Toepler), 20; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm und Toepler), 1 *g*. — **Toepler**: Elektronen- und Ionenstrahlung: Radioaktivität, 2. — **Grübler**: Technische Mechanik I, 4, Übungen, 14 tägig, 1, III, 2. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik II, 2; Theorie des Wechselstromes II, 2; Starkstromanlagen II, 2, Übungen (mit Brion), 2; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Elektrotechnisches Praktikum, 4; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau II: Entwurf, Bau und Anwendung der Elektromotoren mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung für Fahrzeuge und Hebezeuge, 2, IV: Ausgewählte Kapitel aus dem Dynamobau, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4; Heizer- und Maschinistenkursus. — **Ulbricht**: Telegraphie und Telephonie, 2 *g*. — **Brion**: Elektrotechnische Meßkunde: Meßmethoden und Meßinstrumente, 2, Elektrische Maschinenmessungen, 1. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre II, 3; Eisenbahnmaschinenwesen, 2; Skizzieren, 4. — **Mollier**: Technische Wärmelehre II, 2; Gasmaschinen und Gaserzeuger, 2; Kinematik, 3, Übungen, 3; Übungen im Maschinenlaboratorium, 6; Selbständige Arbeiten im Maschinenlaboratorium (mit Nägel), 24. — **Buhle**: Maschinenelemente, 5; Maschinenkonstruieren, 10; Hebe- und Transportmaschinen, 2; Lokomotiven, 2. — **Scheit**: Dynamometrische Untersuchung von Getrieben, Kraftfahrzeugen, Übungen, 2; Untersuchung von Baumaterialien I, Übungen, 3; Kraftfahrzeuge: Ausgewählte Kapitel über die Konstruktion und den Betrieb, 2. — **Lewicki**: Kreiselradmaschinen I: Wasserturbinen und Kreiselpumpen, 4; Maschinenkonstruieren, 8; Herstellungs- und Betriebskosten von Kraftmaschinenanlagen, 1 *g*. — **Nägel**: Dampfmaschinen II und Gasmaschinen, 4; Maschinenkonstruieren, 8 und 6; Ausgewählte Kapitel aus dem Maschinenbau: Maschinen und Öfen des Eisenhüttenwesens, 2. — **Hundhausen**: Bearbeitungsmaschinen, 3; Entwerfen von Fabrikanlagen und Fabrikationseinrichtungen, Übungen, 5; Selbständige Arbeiten in der Maschinen-Lehr-Ausstellung, 6. — **Luther**: Photographie und ihre Anwendungen, 2 *g*; Photographisches Praktikum, 4; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit F. Foerster und Lottermoser), 1 *g*. — **Gravelius**: Theoretische Meteorologie, 1. —

v. Meyer: Organische Chemie, 5; Kolloquium: Freie Vorträge über wichtige Probleme der Chemie (mit Möhlau und v. Walther); 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum (mit v. Walther), tägl. außer Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre Veredelung durch Bleicherei, Färberei, Zeugdruck und Appretur, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe II, 2; Praktikum für Farbenchemie, 8; Praktikum für Farbenchemie bezw. für Färbereitechnik, halbtägig, für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **F. Foerster**: Elektrochemie, ihre Theorie und technische Anwendung, 2; Physikalische (theoretische) Chemie II, 3; Praktikum für Elektrochemie, 8; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Hempel**: Chemische Großindustrie, 2; Metallurgie, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Allgemeine mechanische Technologie II, 3; Technologisches Praktikum für die Faserstofftechnik, Übungen, 20; Spinnerei, 3. — **Renk**: Nahrungsmittelchemie, 2; Wohnungshygiene, 1; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Bucherer**: Einführung in das allgemeine Patentwesen: Gebrauchsmuster und Warenzeichen (Anhang), 1; Prinzipien und Methoden der chemischen Technik, 1. — **Dietz**: Chemische Technologie der Tonwaren, 1. — **Lottermoser**: Analytische Chemie vom Standpunkte der Ionentheorie und des Massenwirkungsgesetzes, 1. — **v. Walther**: Die Chemie der Zuckerarten, 1; Chemie und Technologie der Cyanverbindungen, 1. — **König**: Konstitutionsbestimmung unter Berücksichtigung der physikalisch-chemischen Methoden, 1. —

Helm: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 2; Höhere Mathematik für die Hochbau- und Chemische Abteilung, 2; Dioptrik, 2; Interferenz des Lichtes, 1 *g*. — **Krause**: Höhere Mathematik IV, 3, Übungen (mit Naetsch), 14tägig, 1; Theorie der analytischen Funktionen einer komplexen Größe, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Disteli**: Darstellende Geometrie II, 3, Übungen, 4; Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Heger**: Ebene Kurven 3. Ordnung, 1. — **Naetsch**: Elementare Algebra und Analysis, 2; Analytische Geometrie der Flächen zweiten Grades, 3. — **Pattenhausen**: Geodäsie I, 2, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodätische Ausarbeitungen, 2; Graphische Ausarbeitungen, 4; Geodätische Rechenübungen, 2; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Katastervermessung I, Übungen, 2; Planzeichnen I, 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik: Mechanik, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40; Übungen in Experimentalvorträgen, 1. — **Reiger**: Mechanik, 2; Elektrizität mit Rücksicht auf die Bedürfnisse der Praxis, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch): a) Analytisch-chemische Übungen, 20, b) Vollpraktikum, 40, c) Praktikum für Mediziner, 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie, 3,

Die Grundlagen der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemisches Praktikum, 44 bezw. 24 oder 20; Pharmazeutisch-chemisches Halbpraktikum I, 16, II, 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse etc., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel, 44 bezw. 24 oder 20. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse I: Metalloide, 2; Kolloquium über neuere chemische Literatur (mit Gutbier und Jordis), 1 *g*. — **Henrich**: Neuere theoretische Anschauungen in der organischen Chemie, 1; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Anleitung zur Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege, tägl.; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*. — **Gutbier**: Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2; Physikalische Chemie für Anfänger, 1; Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **Jordis**: Über das Patentwesen, 1; Die Chemie der Kolloide, 1; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrochemisches Halb- und Vollpraktikum, 20 und 40. —

Gordan: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Zahlentheorie, 4; Mathematisch-physikalisches Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Theorie der algebraischen und Abelschen Funktionen, 4; Analytische Übungen (mit Hilb), *g*. — **Hilb**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, *g*; Einführung in die Theorie der Funktionen von unendlich vielen Veränderlichen, 2 *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger), 6 und 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Königsberger**: Theoretische Physik: Optik, mit Seminar, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Besprechung theoretischer Untersuchungen, 1 *g*; Elektrizitätsleitung in Gasen und Elektronik, 1. — **Meyer**: Elektrochemie mit Demonstrationen, 2; Mechanische Wärmetheorie, 2; Photographie mit Demonstrationen und Übungen (mit Trautz), 1 Nachmittag; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten, tägl. — **Reinganum**: Hydrodynamik, Elastizität, Akustik, 3. — **Trautz**: Photochemie, 3. —

Gattermann: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Willgerodt**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Anorganische Technologie, 2. — **Edinger**: Einführung in die organischen Arbeitsmethoden, 1 *g*. — **Fromm**: Stereochemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2, Repetition, 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse I, 2; Übungen im Bestimmen von Mineralien auf chemischem Wege, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, mit Berücksichtigung der Spektral- und Mikro-Analyse, 3; Praktische Übungen zur Einführung in die technische Elektrochemie, 2; Chemie der Kolloide, 1. —

Lüroth: Theorie der Funktionen einer komplexen veränderlichen Größe, 4; Populäre Astronomie, 2; Mathematisches Seminar, 1. — **Stickelberger**: Analytische Geometrie der Ebene und Differentialrechnung, 5; Bestimmte Integrale, 3. — **Loewy**: Differentialgleichungen, 4; Die Technik der Lebens-, Invaliden- und Krankenversicherung, 4; Mathematisches Seminar, 1. — **Weingarten**: Einleitung in die Theorie der Elastizität fester Körper, 2 g. — **Seith**: Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 1 *g*. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker, Mediziner und Pharmazeuten, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Elektromagnetische Theorie des Lichts, 3; Ausgleichungsrechnung und Elemente der höheren Geodäsie, 2; Meteorologie, 2; Übungen zur theoretischen Physik, $1^1/_2$. — **Schmidt**: Spektralanalyse, 1; Elektrische Meßmethoden, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus dem Gebiete der Radioaktivität und Elektronik, tägl. —

Naumann: Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Physikalische Chemie (Thermochemisches und Thermodynamisches), mit Anwendungen auf technische Chemie und Übungen in Berechnungen, $1^3/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Moeser**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2. — **Keller**: Arzneimittelprüfung und Ausmittelung der Gifte, 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, halbtägig; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$; Organische Experimentalchemie, $4^1/_2$. — **Brand**: Chemische Technologie I: Technologie der anorganischen Stoffe, 2; Die wichtigsten heterozyklischen Verbindungen, 1. — **v. Liebig**: Chemie der Pflanzenstoffe II: Kohlehydrate, Eiweißstoffe, Pflanzenstoffe der aromatischen Reihe mit Einschluß der Alkaloide und Pflanzenfarbstoffe, 2. —

Pasch: Geometrie der Ebene mit Invariantentheorie, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Netto**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Zahlentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Graßmann**: Differential- und Elemente der Integralrechnung, 4; Analytische Mechanik II, 3, 14tägig noch 2, Übungen, 14tägig, 2. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität und Wärme, 3; Praktische Übungen (mit Voigt, Prandtl, Simon, Bestelmeyer, Gerdien, Krüger, Rüdenberg und Busch), 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten Vorgeschrittener (mit Voigt), tägl. außer Sonnabend; Ausgewählte Probleme der Elektrizitätslehre, 1 *g*. — **Voigt**: Partielle Differentialgleichungen der Physik, 4; Interferenz und Beugung des Lichtes, mit Übungen, 2 *g*. — **Wiechert**: Vermessungswesen II: Höhere Geodäsie, Nautik, Markscheidekunst, Rechnungsmethoden, mit Übungen, 4; Erdmagnetismus, 2; Ebbe und Flut, 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum; Vorträge über Fragen der Geonomie (Geodäsie und Geophysik), 1; Kinetische Theorie der Gase, 2. — **Prandtl**: Statik der Baukonstruktionen, 3; Mechanikpraktikum für Anfänger, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend. — **Simon**: Elektrische, dielektrische und magnetische Kreise, 2; Einführung in die Elektrotechnik, mit Demonstrationen, 1; Strahlungsgesetze und Beleuchtungswesen, 1 *g*; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl.; Elektrotechnisches Seminar, 2. — **Abraham**: Über Stabilität und Instabilität, 1 *g*. — **Bestelmeyer**: Elektrizität in Gasen, 2. — **Krüger**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3. — **Gerdien**: beurlaubt. — **N. N.**: Theorie der elektrischen Schwingungen, 2. —

Wallach: Allgemeine Chemie I: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Kolloquium für Fortgeschrittene, 1 *g*; Chemische Übungen und wissenschaftliche Arbeiten im Laboratorium (mit Polstorff, Kötz, Borsche), tägl. außer Sonnabend. — **Tammann**: Physikalische Chemie, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger (mit Levin), halbtägig; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Kolloquium, 1 *g*. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 4; Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 2 *g*. — **Fischer**: Chemische Technologie, mit Übungen, 2; Die Industrie Deutschlands und seiner Kolonien, 1 *g*. — **Zsigmondy**: Anorganische Kolloide, 1 *g*; Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, ganz- und halbtägig; Praktikum der Kolloidchemie, 2. — **Kötz**: Analytische Chemie, 2; Chemie des Stickstoffs, 1; Katalyse, 1; Seminaristische Übungen in Chemie für Lehramtskandidaten, 1 *g*; Repetitorium der Chemie, 1. — **Coehn**: Chemische Technologie vom Standpunkte der physikalischen Chemie, 1; Die Atomistik in Philosophie und Naturwissenschaft, 1 *g*; Elektroanalytische und elektropräparative Übungen für Anfänger, 3. — **v. Braun**: Stereochemie, 1; Chemische Tagesfragen: Chemie der neueren Arzneimittel, 1. — **Borsche**: Chemie der Benzolderivate, 2;

Über die ungesättigten Verbindungen der organischen Chemie, 1. — **Levin**: Radioaktivität, 1. — **Buer**: Grundlagen der Chemie, 1. —

Klein: Mechanik, 4; Vorträge über Fragen der Festigkeitslehre und der Statik der Baukonstruktionen (mit Prandtl und Runge), 2. — **Hilbert**: Funktionentheorie, 4; Prinzipien der Mathematik, 2; Vorträge über die Prinzipien der Mathematik (mit Minkowski), 2. — **Schwarzschild**: Klassische Himmelsmechanik, 3; Behandlung astronomischer Fragen, 2. — **Minkowski**: Algebra, 4; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 6. — **Ambronn**: Geschichte der Astronomie, 2; Methode der kleinsten Quadrate mit Anwendung auf Astronomie und Geodäsie, 1; Astronomische Übungen für Anfänger und für Lehramtskandidaten, 4—5; Astronomische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **Herglotz**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2, Übungen, 1 *g*. — **Zermelo**: Variationsrechnung, 4; Übungen zur mathematischen Logik, 1. — **Koebe**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4. — **Toeplitz**: Gruppentheorie, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Bernstein**: Geschichte der neueren Mathematik, 2; Versicherungsmathematik mit schriftlichen Übungen, 3. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik, 5; Geschichte der Physik von Thales bis Faraday, 1 *g*; Physikalische Übungen I, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend (mit Benndorf). — **Waßmuth**: Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4; Wärmeleitung, 1; Übungen im Seminar für mathematische Physik, 3 *g*. — **Benndorf**: Physikalische Übungen II, 8; Meteorologie, 3; Übungen im physikalischen Rechnen, 2. — **Streintz**: Thermodynamik und ihre Anwendung auf Probleme der Elektrizität und der Chemie II, 2. —

Scholl: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Stereochemie, 1 *g*. — **Schrötter**: Pharmazeutische Chemie, 4; Chemie der heterozyklischen Verbindungen und der Alkaloide, 2. — **Hemmelmayr v. Augustenfeld**: Chemie der Metalle, 2. — **Kremann**: Physikalische Chemie I, 2; Die Theorien der analytischen Chemie, 1; Physikochemisches Praktikum, 3 Wochen; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. —

Dantscher v. Kollesberg: Allgemeine Arithmetik, Einleitung in die Analysis, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Daublebsky v. Sterneck**: Algebra, 4; Ausgewählte Kapitel der Integralrechnung, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streißler**: Darstellende Geometrie (Zentralprojektion), 3. — **Hillebrand**: Theoretische Astronomie in elementarer Darstellung, 3; Sphärische Astronomie I, 2. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Übungen, 8; Physik für Geodäten, 5. — **Streintz**: Physik für Geodäten, 4. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, IIa, $2^1/_2$, IIb, 2. — **Iberer**: Allgemeine Maschinenkunde I, $4^1/_2$. — **Bendl**: Maschinenbau Ia, 3, Übungen, 10, Ib, 3, Übungen, $10^1/_2$, IIb, 4, Übungen, 15. —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der qualitativen chemischen Analyse, 14; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4; Laboratoriums-Unterricht und Übgn. in der Darstellung organisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, 20. — **Benj. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1, Seminar, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der quantitativen chemischen Gewichtsanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Elektrochemie II, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der anorganisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **v. Hemmelmayr**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, 5, Übungen, 6; Projektive Geometrie I, 2, Übungen, 1; Seminarübungen aus darstellender Geometrie, Unter- und Oberseminar, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik I, 4, Übungen, 3 und 2; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Technische Mechanik I, 4. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie I, 4; Höhere Geodäsie, 4; Praktische Meßübungen: Niedere Geodäsie, Zimmerübungen, Höhere Geodäsie, Übungen in der Anwendung der Ausgleichungsrechnung; Situationszeichnen, 4 und 2. —

Universität Greifswald.

Mie: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 4, Elementar-mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Physikalische Handfertigkeitsübungen (mit Herweg), 2; Besprechungen neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 2 *g*. — **Holtz**: Mechanik und Molekularphysik, 1; Physik der Gestirne, mit Experimenten, 1 *g*. — **Starke**: Theoretische Optik, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Übungen im Zusammenbauen und Demonstrieren physikalischer Apparate, 1. — **Herweg**: Einführung in die theoretische Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme und ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. —

Auwers: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz); Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 7 *g*. — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung der Gifte, 1; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth**: Radioaktivität, 1; Physikalische Chemie in ihrer Anwendung auf die Biologie, 1; Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum, 7. — **Posner**: Die synthetischen Methoden der organischen Chemie, 2; Chemische Technologie II: Technologie der organischen Stoffe, 2; Chemisch-technologische Exkursionen zur Besichtigung chemischer Fabriken, *g*. — **Strecker**: Qualitative Analyse, 2; Besprechung neuerer anorganischer Arbeiten, 1; Chemisches Kolloquium für Mediziner, 2. —

Thomé: Differential- und Integralrechnung I, 4; Synthetische Geometrie, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Engel**: Funktionentheorie II, 4; Projektive Geometrie und homogene Koordinaten, 4; Theorie der Differentialgleichungen, 2 *g*; Übungen über Differentialgeometrie, $1^1/_2$ *g*. — **Vahlen**: Analytische Mechanik I, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl.; Theorie der Elastizität, 2 *g*. — **Schmidt**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, $1^1/_2$ *g*. — **Berndt**: Einführung in die Vektoranalysis, 1. —

Vorländer: Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Schulze), tägl. außer Sonnabend; Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 1 *g*. — **Schulze**: Darstellung und Prüfung der Arzneimittel II, 2; Neuere Arzneimittel, 1 *g*. — **Baumert**: Gerichtliche Chemie, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Gerichtlich-chemisches Praktikum. — **Erdmann**: Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in der Gasanalyse, technischen Analyse und in der Elektrochemie, 4; Technische Chemie I, 2 *g*. — **Tubandt**: Einführung in die physikalische Chemie, 1; Repetitorium der Chemie, $1^1/_2$. —

Cantor: Theorie der analytischen Funktionen, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Synthetische Geometrie, 4; Analytische Geometrie des Raumes, 2; Sphärische Trigonometrie und mathematische Geographie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, 2 *g*. —

Gutzmer: Theorie und Anwendung der Determinanten, 2; Einführung in die Theorie der höheren ebenen Kurven, 2; Variationsrechnung, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g.* — **Eberhard**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g.* — **Buchholz**: Grundlagen der theoretischen Astronomie: Astronomische Mechanik, 2; Sphärische Astronomie und Theorie der astronomischen Instrumente, 2. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Schall, strahlende Energie, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Stark), 4. — **Stark**: Grundzüge der Physik, 3; Praktische Physik, 2; Photographie, 4. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium (mit Beckmann, Meyer, Riddervold, Brückmann), 8, II, III, 8; Elektrotechnisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g.* — **Heim**: Elektrische Anlagen I, 3, Übungen, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren, 2, Übungen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Bodenstein**: Grundzüge der technischen Elektrochemie, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik II, 1; Elektrotechnische Meßkunde I 2, 2; Elektrische Apparate, 1 *g.* — **Meyer**: Wirtschaftliche Elektrotechnik, 1 *g.* — **Fischer**: Werkzeugmaschinen (mit Walther), 4, Übungen, 2. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Engelbrecht, Keidel und Breuer), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Engelbrecht), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Ahlf), 4, Übungen, 3. — **Frese**: Maschinen-Ingenieur-Laboratorium I, (mit Aschof, Pfeffer, Kropp und Havliza), 1, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4; Theoretische Maschinenlehre (mit Pfeffer), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Regula), 3, Übungen, 4; Regulatoren der Kraftmaschinen, 2; Fabrikanlagen und Eisenbahnhauptwerkstätten, 2. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre I (mit Pohlmann), 4; Grundzüge der Maschinenlehre (mit Pohlmann), 3; Maschinenzeichnen (mit Willkomm, Regula und Pfeffer), 4; Hebezeuge und Pumpen (mit Regula und Pohlmann), 2. — **Weber**: Mechanik (mit Bock) I, 3, Seminarübung, 1, II, 4, Seminarübung, 1, III, 3, Seminarübung, 1. — **Nachtweh**: Allgemeine mechanische Technologie (mit Walther), 4; Bautechnologie (mit Willkomm), 3; Technologie der Faserstoffe (mit Willkomm), 2; Fabrikationszweige der Faserstoffindustrie (mit Willkomm), 3; Technologisches Praktikum mit besonderer Berücksichtigung der Faserstoffindustrie (mit Willkomm), 3; Ausgewählte Kapitel des landwirtschaftlichen Maschinenbaues, 2. — **N. N.**: Maschinenelemente (mit Ryssel und Ahlf), 5, Übungen, 7; Bau der Verbrennungsmotoren, Übungen, 2. — **Aschof**: Heizung, Lüftung und Beleuchtung geschlossener Räume, 3. —

Seubert: Anorganische Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Hochhut und Lambrecht), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Analytische Chemie, 2. — **Behrend**: Organische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Grohmann), tägl. außer Sonnabend. — **Jänecke**: Einführung in die Phasenlehre, 2. — **Ost**: Grundzüge der chemischen Technologie, 3; Chemische Technologie I, 4, Übungen im Skizzieren, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Schliemann), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Schliemann), tägl. außer Sonnabend. — **Laves**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, mit Demonstrationen, 2. —

Kiepert: Höhere Mathematik I, 8, Übungen, 2, Repetition, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Variationsrechnung, 2. — **N. N.**: Höhere Mathematik I B, 5, Übungen, 2; Anwendungen der höheren Mathematik: Vektoranalysis, 1, Praxis der trigonometrischen Reihen, 1. — **Wieghardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 1; Über die für die technische Mechanik wichtigen Differentialgleichungen, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Richter und Pabst), 3, Übungen, 6, II, 3, Übungen, 6. — **Petzold**: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 3. — **Oertel**: Geodäsie I: Praktische Geometrie (mit Petzold), 4, Übungen, 2, II: Ingenieur-Geodäsie, mit Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium und Seminar, 1 *g.* — **Pockels**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Übungen zur Elektrizitätslehre, 1 *g.* — **A. Becker**: Kathodenstrahlen mit Demonstrationen, 1; Die geschichtliche Entwicklung der Elektrizitätstheorien, 1. — **Müller**: Einleitung in die theoretische Physik, 2. —

Curtius: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganischer Teil, 6; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 20. — **Brühl**: Organische Chemie, 6. — **Jannasch**: Gewichtsanalyse, 2; Chemische Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 3; Analytisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 8. — **Knoevenagel**: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern. — **Bredig**: Physikalische Chemie I, 3, Übungen, für Anfänger und Vorgeschrittene; Technische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Organische Chemie, 4; Praktisch-chemische Übungen und Arbeiten im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger; Chemische Ferienkurse, 4 Wochen. — **Dittrich**: Die selteneren Elemente, 1; Erste Einführung in die praktischen Arbeiten des chemischen Laboratoriums, 1; Chemisches Praktikum für Anfänger und Nichtchemiker, sowie für Fortgeschrittenere, tägl. außer Sonnabend; Ferienkurse, 4—6 Wochen. — **Stollé**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 5; Pharmazeutische Chemie II, 3. — **Mohr**: Tautomerie und Desmotropie, 1. — **Darapsky**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Die Theorien der Chemie in ihrer geschichtlichen Entwicklung, 1. — **Franzen**: Gärungschemie I: Allgemeine Einleitung in die Bakteriologie und Hefenkunde, II: Spezielle Gärungsprozesse, 2; Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Chemisch-analytische Besprechungen (mit Ebler), 14tägig, $1^1/_2$; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie. — **Ebler**: Spektralanalyse, 1. —

Koenigsberger: Höhere Algebra: Theorie der Gleichungen, 4; Differential-Integralrechnung II: Differentialgleichungen, Variationsrechnung, 3; Elemente der Zahlentheorie, 1; Übungen im mathematischen Unter- und Oberseminar, 2. — **Valentiner**: Ausgewählte Kapitel aus der Fixsternastronomie, 2. — **Wolf**: Elemente der Astronomie: Astronomische Geographie, 2 *g.* — **Cantor**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Elementare Arithmetik, Zahlentheorie und Algebra, 2. — **Koehler**: Synthetische Geometrie, 4. — **Boehm**: Vektoranalysis und Einführung in die analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Mathematische Übungen, 1—2. — **Bopp**: Potentialtheorie, 1; Theorie und Geschichte spezieller höherer Kurven, 1. — **Kopff**: Wahrscheinlichkeits- und Ausgleichungsrechnung, 1. —

Universität Innsbruck.

Tumlirz: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g.* — **Czermak**: Praktische Übungen, für Anfänger, 6, für Vorgeschrittene, tägl. *g.* — **v. Lerch**: Ionen und Elektronen, 3. — **Tollinger**: Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Milch, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik II, 2. —

Brunner: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Lehramtskandidaten, halbtägig. — **Hopfgartner**: Grundzüge der Photochemie, 2; Die Eigenschaften der Lösungen, 2. — **Zehenter**: Chemische Technologie der Metalle, 2. —

Gmeiner: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Zahlentheorie, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g.* — **Zindler**: Anwendungen der Differentialrechnung und der Integralrechnung auf Geometrie und Bewegungslehre, 6; Mathematisches Seminar: Einführung in die Differentialrechnung, 1 *g.* — **Menger**: Linearperspektive, 4, Konstruktionsübungen. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum (mit Baedeker): a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4; Leitung physikalischer Spezialuntersuchungen (mit Straubel und Baedeker), tägl. — **Auerbach**: Theoretische Optik, 3; Einführung in die theoretische Physik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Baedeker), 2. — **Straubel**: Lichtbewegung in stetig veränderlichen Medien, 1. — **Baedeker**: Elektrische Wellen, 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff), tägl.; Medizinerpraktikum, 6 und 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe und Fecht), 40. — **Wolff**: Analytische Chemie, 3; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Vongerichten**: Chemische Technologie: Organische Industrie, 2; Technisch-chemisches Praktikum, halb- und ganztägig; Kursus in technisch-chemischer Analyse, 4; Technisch-chemisches Kolloquium. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie I: Anorganische Chemie, 3; Pharmazeutisches Halbpraktikum, tägl.; Praktische und theoretische Übungen aus dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, ganz- und halbtägig. — **Rabe**: Aromatische Chemie, 1; Besprechung neuerer chemischer Arbeiten (mit Fecht), *g*. — **Gänge**: Arzneimittellehre für Studierende der Zahnheilkunde, 2; Praktische Übungen in chemischen Untersuchungen vermittelst optischer Hilfsmittel: Spektralanalyse, Mikroskopie, Polarisation und Refraktion des Lichtes, 2. — **Marc**: Die Grundlagen der physikalischen Chemie, mit Demonstrationen, 2; Physikalisch-chemische Arbeiten, 14 tägig. — **Fecht**: Reaktionen der organischen Chemie, 1. —

Thomae: Elliptische Funktionen, 4, Übungen, *g*. — **Haußner**: Elemente der Zahlentheorie, 4; Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Seminar, 1; Mathematisches Proseminar, 2 *g*. — **Frege**: Analytische Mechanik, 4; Begriffsschrift, 1 *g*. — **Knopf**: Berechnung des scheinbaren Laufes der Planeten und Kometen, 2; Mathematische Geographie, 3. — **Rau**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 2; Einführung in die Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Optik für Chemiker, 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 3, II: Synchrone und asynchrone Wechselstrommaschinen, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 9, II, 8; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 3; Elektrische Messungen, 1. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Leitungen und Verteilung elektrischer Energie, 2, Übungen, 2; Schwachstromtechnik, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Bragstad**: Theorie des Wechselstroms, 3, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 2; Wechselstromkommutatoren, 1, Übungen, 2. — **Hausrath**: Drahtlose Telegraphie, 1; Kabelprobleme, 1. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4. — **Grimm**: Signal- und Sicherungsanlagen, 1. — **Benoit**: Hebemaschinen II, 3; Verlade- und Transportanlagen für Massengüter, 2; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen und Pumpen, 6. — **Bonte**: Maschinenelemente, 4; Maschinen, elementare Übungen, 8 und 4. — **Brauer**: Theoretische Maschinenlehre mit Übungen: Theorie der Turbinen, Mechanische Wärmetheorie, 6, Übungen, 3; Festigkeitslehre nebst Übungen und Kolloquium, 2; Untersuchungen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Gaskraftmaschinen, Wasserkraftmaschinen und Arbeitsmaschinen, Materialprüfungen auf Elastizität und Festigkeit, Hydraulische Versuche, 3. — **Graßmann**: Dampfmaschinen und Kessel I, 3; Dampfturbinen, 1; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation: Formgebungsarbeiten, 2; Werkzeugmaschinen und Einrichtung der Maschinenfabriken, 2; Arbeitsmaschinen der Industrie, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. — **Pfützner**: Heizung und Lüftung I: Allgemeiner Teil, 3. — **Tolle**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Technische Mechanik I und II, 4; Ausgewählte Kapitel des Maschinenbaus, 1. — **Schultheiß**: Meteorologie: Klimatologie, 1. —

Engler: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I, 2, II, 2; Metallurgie, 1; Brennstoffe und industrielle Feuerungen, 1; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Gaschemische Übungen, 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Übungen in der technischen Analyse, tägl.; Technologische Exkursionen. — **Haber**: Physikalische Chemie I, 2; Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **Askenasy**: Bau und Betrieb der Akkumulatoren, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Herzog**: Fermente und Enzyme, 2; Chemie der Zuckerarten, 1; Allgemeine Hygiene, 2. — **Just**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1; Photochemie, 1. — **Mayer**: Chemie der Gase, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Skita**: Chemie der Farbstoffe und der Textilindustrie I, 2. — **Staudinger**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Ubbelohde**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 2. — **Wöhler**: Analytische Chemie II, 2; Anorganisch-chemische Tagesfragen, 1. —

Heun: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 4. — **Krazer**: Höhere Mathematik II, 3; Einleitung in die Funktionentheorie, 2. — **Schur**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Stäckel**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Faber**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Arithmetik und Algebra, 2, Übungen, 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 1; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 2, Übungen, 1. — **Winkelmann**: Elemente der Mechanik, 3, Übungen, 1; Mechanische Probleme der wissenschaftlichen Technik, 2. — **Haid**: Praktische Geometrie, 3; Höhere Geodäsie, 3; Geodätisches Praktikum I, 2, III, 3; Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Bürgin**: Katastervermessung II: Feldbereinigung, 3, Übungen, 2; Repetitorium der praktischen Geometrie, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4; Graphische Ausarbeitung der großen geodätischen Exkursion, 2. — **Stutz**: Organisation der Katastervermessung, 2, Übungen, 1. —

Universität Kiel.

Weber: Einleitung in die theoretische Physik: Mechanik und Elastizität, 4; Die Methoden der Lichtmessung mit Demonstrationen, 1; Theorie physikalischer Messungsapparate, mit Übungen, 1; Ausgewählte physikalische Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Dieterici), 2 *g*. — **Dieterici**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, tägl. —

Harries: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, Organische Abteilung, tägl.; Chemische Gesellschaft: Vorträge über neue Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie (mit Rügheimer, Biltz, Feist, Preuner und Mumm), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Über die Alkaloide und deren Ermittelung bei Vergiftungsfällen, 1, Ergänzung, *g*; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Biltz**: Chemie der Metalle, 3. — **Berend**: Ausgewählte Kapitel der

organischen Chemie, 1 *g*; Repetitorium der organischen Chemie, 1. — **Stoehr**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Feist**: Chemie der Benzolderivate: Aromatische Chemie, mit spezieller Berücksichtigung der Farbstoffe, 2. — **Preuner**: Einführung in die Elektrochemie, 2. — **Mumm**: Die wichtigsten Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. —

Pochhammer: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Partielle Differentialgleichungen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Sphärische Astronomie, 3; Differenzenrechnung, 1 *g*. — **Heffter**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Zahlentheorie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 1/2 *g*. — **Kobold**: Theorie der speziellen Störungen, 2, Übungen, 1 *g*; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Landsberg**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4, Kolloquium, 1 *g*; Theorie der unendlichen Reihen: Algebraische Analysis, 2. — **Weinnoldt**: Methoden der darstellenden Geometrie I, 3. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Theorie der Wärme, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, 1 *g*; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Leitung großer spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kaufmann**: Experimentalphysik II, 5, Ergänzungen II, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Geübtere, tägl. außer Sonnabend. —

Klinger: Anorganische Chemie, 4; Metalle und Salze, 1 *g*; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann), tägl. außer Sonnabend, *g*. — **Stutzer**: Ausgewählte Abschnitte aus der organischen Chemie, 2; Futtermittel und deren Verwendung in der Landwirtschaft, 2; Praktische Übungen: Chemische und mikroskopische Untersuchungen, tägl.; Nahrungs- und Genußmittel, deren Herkunft, Bestandteile und Verfälschungen mit besonderer Berücksichtigung der gesetzlichen Bestimmungen, mit Lichtbildern, 1 *g*. — **Blochmann**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Titriermethoden, 1; Ermittelung der Elemente und einzelner Atomgruppen in organischen Körpern, 1 *g*. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Chemie der menschlichen Nahrungs- und Genußmittel, 1; Praktische Übungen im pharmazeutisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Methoden der Arzneimittelprüfung II, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Aromatische Chemie, 1. — **Benrath**: Elektrochemie und Thermochemie, 2; Geographie chemischer Naturstoffe, 1 *g*. —

Meyer: Analytische Geometrie des Raumes, 3, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die höhere Geometrie, 4, Übungen, für Fortgeschrittene, 1 *g*. — **Schoenflies**: Differentialgleichungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2; Übungen, für Fortgeschrittene, 2 *g*. — **Battermann**: Sphärische Astronomie, 2; Interpolation und numerische Integration, 1 *g*. — **Saalschütz**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Algebraische Untersuchungen, 1—2 *g*. — **Cohn**: Ausgleichungsrechnung: Theorie der Beobachtungsfehler, Methode der kleinsten Quadrate, 3, Übungen, 2 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Scholl), 9, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Elektrizität und Magnetismus: Maxwellsche Theorie, 4; Thermodynamische Übungen, mit Demonstrationen (mit Fredenhagen), 1 *g*; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Elemente der geometrischen Optik, 1 *g*. — **Marx**: Gasentladung, 2. — **Dahms**: Akustik, mit Demonstrationen, 2. — **Scholl**: Ausgewählte Kapitel aus der höheren Optik: Interferenzmethoden, Interferentialrefraktor, elliptische Polarisation, Metalloptik, mit Demonstrationen, 1. — **Fredenhagen**: Photochemie, 1; Experimentelle Ergänzungen zur Maxwellschen Theorie, 1. —

Beckmann: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deußen, Scheiber und Sieverts), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Analytiker, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl. — **Le Blanc**: Physikalische Chemie, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Drucker und Freundlich), tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Freundlich), 4 oder 8; Übungen in Elektroanalyse (mit Böttger), 4; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Böttger, Drucker und Freundlich), 1 1/2 *g*. — **Stobbe**: Spezielle organische Chemie: Heterozyklische Verbindungen, 1; Photochemie organischer Verbindungen, 1. — **Wagner**: Experimentelle Einführung in die Chemie auf physikalischer Grundlage, 1 *g*; Elemente der Thermo- und Elektrochemie in methodischer Darstellung, 1; Chemisches Praktikum für Lehrer: Analyse und Schulversuche, tägl.; Didaktische Besprechungen, analytischer und präparativer Teil, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie organischer Betriebe: Zellulose, Zucker, Stärke, Gärungsgewerbe, Fette und Öle, mit Exkursionen, 2; Über Teerfarbstoffe, 2. — **Ley**: Analytische Chemie, 2; Stereochemie, 1. — **Schaum**: Photochemie I, 2. — **Böttger**: Prinzipien der quantitativen (Maß- und Gewichts-) Analyse, 1; Elektroanalyse, 1. — **Schall**: Elektrosynthese organischer Verbindungen, 1; Elektrolyse geschmolzener Salze, 1. — **Heller**: Einführung in die organische Technologie und Chemie, 2. — **Deußen**: Riechstoffe, ihre Gewinnung, Zusammensetzung und Anwendung, 1. — **Drucker**: Chemisches Gleichgewicht, 2. — **Freundlich**: Kapillarchemie: Chemie der Kolloide und verwandte Gebiete, 1. — **Scheiber**: Toxikologische Analyse, 1; Ausgewählte Probleme der organischen Chemie, 1. — **Sieverts**: Allotropie und Isomerie in der anorganischen Chemie, 1. —

Neumann: Differential- und Integralrechnung, 4. — **Bruns**: Himmlische Mechanik, 4; Praktische Analysis, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Hölder**: Mechanik, 5, Übungen, 1 *g*; Algebraische Gleichungen, 2. — **Rohn**: Anwendung der Differentialrechnung auf Kurven und Flächen, 4, Übungen, 1 *g*; Flächen 3. Ordnung, 1. — **Peter**: Theorie der geographischen Ortsbestimmungen, 1; Übungen im Ephemeridenrechnen und Bahnbestimmen, 1 *g*. — **Hausdorff**: Reihen und bestimmte Integrale, 4. — **Liebmann**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5, Ergänzungen (elementarmathematisch), 1; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner und Schulze), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Wärme, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Kinetische Gastheorie, 2; Interferenz und Polarisation, mit Demonstrationen, 1; Repetitorium der Experimentalphysik mit elementarmathematischen Übungen, 1. —

Zincke: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Fries), tägl.; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 3. — **Schmidt**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Über Ausmittelung der Gifte, 1 *g*; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Rupp). — **Fittica**: Chemische Analyse, 3; Ältere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Rupp**: Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, 2; Prüfung galenischer Präparate, 1; Prüfung von Arzneimitteln, 1 *g*. — **Reißert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Fritsch**: Pyridinderivate, 1 *g*. — **Haselhoff**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 1 *g*; Praktische Übungen in Nahrungsmittel-Untersuchungen, tägl. — **Fries**: Technologie der wichtigeren anorganischen Verbindungen, mit Exkursionen, 2; Chemie der Terpene, 1; Chemisches Repetitorium für Mediziner: Anorganische Chemie, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3. — **Keller**: Neuere Arzneimittel; Chemisches Repetitorium; Übungen im Sterilisieren. —

Hensel: Integralrechnung, 4; Allgemeine Theorie der

ebenen Kurven, 3; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Neumann**: Theorie der linearen Differentialgleichungen, 3; Partielle Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **v. Dalwigk**: Elliptische Funktionen, 4; Analytische Geometrie des Raumes, besonders Theorie der Flächen 2. Ordnung, 4; Übungen aus der darstellenden Geometrie für Vorgerückte, 2. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Sommerfeld**: Elektrodynamik, insbesondere Elektronentheorie, 4; Seminar über elektrodynamische Fragen, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der mathematisch-physikalischen Sammlung, tägl.; Über die Bedeutung der Kreiseltheorie für die allgemeine Mechanik und Physik, 2. — **Graetz**: Physik (experimentell) I: Einleitung, Wärme, Elektrizität, 5; Analytische Mechanik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4; Meteorologisches Praktikum, 3—12. — **Donle**: Einführung in die elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2. — **Koch**: Geometrische Optik mit besonderer Berücksichtigung der Wirkungsweise optischer Instrumente, mit Demonstrationen, 1. — **Schmauß**: Die Ergebnisse der Drachen- und Registrierballonaufstiege, 2. —

v. Baeyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann, Piloty und Sand in der unorganischen, mit Dimroth und Dieckmann in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie I, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Anorganische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektro-chemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten (die analytisch-chemischen Übungen mit Prandtl), tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut, einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren, tägl. außer Sonnabend. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Metalloide und Schwermetalle, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum einschließlich Spektralanalyse (mit Sand), 4. — **Piloty**: Analytische Chemie I: Qualitative und quantitative Gewichtsanalyse, 3; Elektrolytisches Praktikum, ganztägig, 4—5 wöchentliche Kurse. — **Dimroth**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Organische Reaktionen, 1 *g*. — **Brunn**: Mengenlehre, 4. — **Sand**: Physikalische Chemie, 3. — **Wieland**: Neuere organische Arbeiten, 1. — **Prandtl**: Anorganisch-chemische Technologie I, mit Exkursionen, 3; Erläuterungen zum anorganisch-chemischen Praktikum, 2. —

Lindemann: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Einleitung in die Theorie der gewöhnlichen und der partiellen Differentialgleichungen, 4; Über die mathematischen Grundlagen des Versicherungswesens, 2; Mathematisches Seminar, $1\frac{1}{2}$ *g*. — **v. Seeliger**: Mechanische, physikalische und mathematische Grundlagen der Astronomie, 4; Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Voß**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 2; Differentialgeometrie der Kurven und Flächen I, 4; Mathematisches Seminar, $1\frac{1}{2}$. — **Pringsheim**: Algebra, 4; Elliptische Funktionen, 4. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 3; Liniengeometrie in synthetisch-analytischer Darstellung, 4; Die Raumdarstellung in der bildenden Kunst, 2. — **Hartogs**: Algebraische Analysis, 4. — **Perron**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 4; Über divergente Reihen, 2. — **Großmann**: Allgemeine Astronomie, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Reibungs-, Berührungs- und Thermo-Elektrizität, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Grundzüge der Physik: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 3; Ionen und Elektronen in flüssigen, gasförmigen und festen Körpern, 4. — **Emden**: Luftschiffahrt und Flugtechnik, 2; Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, 3; Schwachstromtechnik: Telegraphie, Telephonie und drahtlose Telegraphie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, 4; Elektrische Meßtechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 8, für Vorgeschrittene, 20 bis 32. — **Ossanna**: Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen I: Gleichstrommaschinen und Umformer, 3, II: Synchrongeneratoren und Synchronmotoren, 3; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4; Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Umformern und Transformatoren, 8 und 2. — **Kadrnozka**: Bau und Betrieb elektrischer Anlagen I: a) Elektrische Kraftbetriebe, 2, b) Elektrische Bahnen, 3, c) Elektrische Lichtbetriebe, 2. — **Krell**: Maschinenzeichnen, 4; Konstruktionslehre der Hebezeuge, 3; Entwerfen von Hebezeugen, 6; Allgemeine Maschinenlehre, 3. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile I, 6; Entwerfen von Maschinenteilen I, 8 und 6; Dampfkessel und deren Feuerungen, 2. — **Schmeer**: Konstruktionslehre der Pumpen, Gebläse und Kompressoren, 2. — **Camerer**: Wasserkraftmaschinen, 5; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 2; Wasserkraftanlagen, Übungen, 3. — **Lynen**: Entwerfen von Dampfmaschinen, 8; Konstruktionslehre der Eisenbahnmaschinen, 4; Graphodynamik der Steuerungsgetriebe, 2. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre II: a) Kurbelgetriebe und Regulierung, 3, b) Theorie der Wärmekraftmaschinen II: Dampfturbinen, 3, Übungen, 2; Mechanische Wärmetheorie: Technische Thermodynamik, 2, Übungen, 1. — **v. Linde**: Theorie der Kältemaschinen, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie, 6; Grundzüge der mechanischen Technologie, 2. —

Muthmann: Unorganische Experimentalchemie, einschließlich der Grundzüge der physikalischen Chemie, 6; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Eibner**: Geschichte der aromatischen Diazoverbindungen, 1; Die Chemie in der Maltechnik unter Berücksichtigung der Physik, 2; Praktikum für Maltechnik, 10—30. — **Rohde**: Chemie der wichtigsten heterozyklischen Verbindungen mit besonderer Berücksichtigung des Pyridins und Chinolins, 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse II, 2; Theoretische Elektrochemie, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie mit Brennmaterialienlehre und Feuerungskunde I, 3, II, 3; Praktikum, 20—30, Spezielle Arbeiten, 30; Chemisch-technische Übungen, 4. — **Lintner**: Chemische Technologie des Wassers und der Kohlehydrate, 3; Gärungschemisches Praktikum, 30. —

Finsterwalder: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 3; Analytische Mechanik, 3; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit v. Dyck, Burkhardt und Kutta), 2. — **v. Dyck**: Höhere Mathematik III, 5, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 4. — **Burkhardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Mathematische Behandlung periodischer Naturerscheinungen, 2. — **Kutta**: Elementare Mathematik, 4, Übungen, 1; Trigonometrie, 3, Übungen, 1. — **Burmester**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde I, 4, Praktikum, 2 oder 4; Landesvermessung, 4; Katastertechnik, 3, Praktikum III, 4; Kartierungsübungen, 4. — **Bischoff**: Ausgleichungsrechnung, 1; Mechanisches und graphisches Rechnen, 1. — **Großmann**: Sphärische Astronomie, 2. — **Näbauer**: Anleitung zur rechnerischen Ausarbeitung geodätischer Aufnahmen, Übungen, 2. — **Föppl**: Technische Mechanik II: Graphische Statik, 3, Übungen, 2, III: Festigkeitslehre, 4. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4, Elementar-mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 3 und 6, für Mediziner, 2; Physikalisches Praktikum für



Fortgeschrittene (mit Konen), tägl. — **Konen**: Theorie der Wärme, 3, Übungen, 1 *g*; Übungen in physikalischen und chemischen Demonstrationsversuchen und in der Anfertigung einfacher Apparate (mit Thiel), 3. —

Salkowski: Anorganische Chemie, 5; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Kaßner und Thiel), 6. — **König**: Die menschlichen Nahrungs- und Genußmittel, ihre Gewinnung, Zusammensetzung und Verfälschung, 2 *g*; Übungen im Laboratorium der agrikulturchemischen Versuchsstation, tägl. *g*. — **Kaßner**: Maßanalyse, 1 *g*; Organische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Medizin und Pharmazie, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Analyse technischer Gase, 1; Pharmazeutisch-chemische, maßanalytische und toxikologische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, tägl. außer Sonnabend. — **Bömer**: Untersuchung und Beurteilung der Nahrungs- und Genußmittel, 2 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 1 *g*. — **Thiel**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 3. —

Killing: Funktionentheorie, 4; Mathematisches Oberseminar, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Einleitung in die höhere Algebra, 4; Politische Arithmetik, 1; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **Dehn**: Analytische Geometrie II, 4; Graphische Statik, 3. — **Plaßmann**: Die Fixsterne und der Bau des Weltalls, 2 *g*; Astronomische Zeitrechnung und Kalenderkunde für Historiker, 1; Beobachtung und Theorie der veränderlichen Sterne, 2; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Akademie Posen.

Spies: Optik II: Farbenlehre, optische Instrumente, Wellenlehre, $1^1/_2$; Telegraph und Telephon, 1; Physikalisches Kolloquium (Referate über ausgewählte Kapitel der Physik), 1; Praktische Übungen, 1. —

Wörner: Grundzüge der Chemie, 2; Chemische Übungen, 2; Praktischer Kursus der physiologischen Chemie für Ärzte, Apotheker und Chemiker, 2; Chemisches Praktikum für Geübte. —

Spies: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 1. — **Paur**: Trigonometrie mit Anwendung auf das Feldmessen, 1. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum I, für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. *g*. — **Lippich**: Thermodynamik, 4; Interferenz des Lichtes, 1; Übungen der mathematisch-physikalischen Abteilung, 1 *g*. — **Spitaler**: Meteorologie I: Allgemeine Eigenschaften der Atmosphäre und ihre Temperatur, 2; Geophysik, 2. — **Rothmund**: Physikalische Chemie I: Stöchiometrie und Verwandtschaftslehre, 4, Mathematische Ergänzungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. —

Goldschmidt: Anorganische Chemie, 5; Chemische Experimentierübungen, 2; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, halbtägig; Übungen in sanitätspolizeilichen Untersuchungen und in der Prüfung der offizinellen chemischen Präparate für Physikatskandidaten, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Meyer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 3; Technische Analyse organischer Stoffe, 3. — **Kirpal**: Maß- und Gewichtsanalyse, 3. — **Hönigschmid**: Das periodische System der Elemente, 1. —

Pick: Übersicht der Infinitesimalrechnung, 3; Gruppentheorie und algebraische Gleichungen, 2; Übungen der mathematischen Abteilung, 2 *g*. — **Grünwald**: Elemente der Differentialgeometrie, 3; Ausgewählte Kapitel aus der analytischen Geometrie, 2. — **Weinek**: Über Refraktion, Aberration, Präzession und Nutation (Sphärische Astronomie II), 3. — **Oppenheim**: Einführung in die Theorie der Kartenprojektionen, 1; Niedere und Einleitung in die höhere Geodäsie, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Metrologie, Fundamentalsätze der Mechanik, Mechanik physikalischer Körper, Hydrostatik und Hydrodynamik, Aerostatik und Aerodynamik, Wellenlehre, Akustik, Optik, Wärmelehre, Molekulartheorie, 5; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3, für Lehramtskandidaten, 6; Physik für Kulturingenieure, 3. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 4, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Technisches Zeichnen, 4; Maschinenbau Ia, 2, Ib, 4, Konstruktionsübungen, 14. — **Doerfel**: Maschinenlehre I, 2, Übungen, 6, II, 5; Maschinenbau IIa, 2, Konstruktionsübungen, 6, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 2. — **Körner**: Maschinenbau IIb, 4, Konstruktionsübungen, 8, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 14tägig, 4; Maschinenbau, ausgewählte Kapitel, 2. —

N. N.: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe (Einleitung und 1. Teil der speziellen Chemie der Elemente), 5; Kohlenstoffverbindungen, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 15; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 23. — **Gintl**: Analytische Chemie (qualitative), 2, Praktische Übungen, 20; Analytische Chemie (quantitative), 2, Praktische Übungen, 24; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Elementaranalyse organischer Verbindungen, 2; Methoden der quantitativen Mineralanalyse, 2. — **Storch**: Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie I: Chemische Statik und Dynamik, 2, III: Elektrochemie, 3, Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15. — **v. Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$, Übungen, $23^1/_2$. —

Carda: Mathematik I, 6, Repetitorium, 2; Elemente der höheren Mathematik, 6, Repetitorium, 1; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung: Funktionentheorie, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Grünwald**: Mathematik IIb, 5, Übungen, 3; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 5, Konstruktive Übungen, 8 und 6, Übungen für Vorgeschrittene, 6; Geometrie der Lage, 3, Übungen, 4. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik II, 2; Mechanik I, 6, Repetitorium, 1; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Materialienlehre, 1. — **Adamczik**: Elemente der niederen Geodäsie, 3, Übungen, 2; Praktische Geometrie I: Niedere Geodäsie, $4^1/_2$, Übungen, 2, Geodätischer Kurs, 2, III: Höhere Geodäsie, 3, Übungen, 2: Technisches Zeichnen A, 4 und 3; Geodätisches Rechnen, Übungen, 2. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 8 und 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Weber**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Hydrodynamik und Kapillarität, 3; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Vektoranalysis, 1. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Übungen im chemischen Laboratorium: Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, Kleines Praktikum, 9, Übungen für Mediziner, 4, für Nahrungsmittelchemiker, 4; Pharmazeutische Präparatenkunde, 2 *g*. — **Stoermer**: Analytische Chemie, 4; Gerichtlich-toxikologische Chemie, 2; Über die Oxydations- und Reduktionsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Kümmell**: Chemische Verwandtschaftslehre: Statik, Kinetik, Thermochemie, Photochemie, 4; Kleines physikochemisches Praktikum, 3; Physikochemisches Vollpraktikum: Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Chemische Untersuchung der Arzneimittel und maßanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 1; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse für Pharmazeuten, 1 *g*; Exkursionen zur Besichtigung chemischer resp. chemisch-technischer Unternehmen mit eingehender Besprechung dieser und verwandter Betriebe, *g*. —

Staude: Algebra, 4; Theorie der analytischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik II: Wärme, Akustik, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 13; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Cohn), 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Mechanik, 2; Strahlung als elektromagnetischer Vorgang, 3. — **Hergesell**: Grundzüge der Meteorologie, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2; Meteorologische Übungen, tägl. *g*. — **Mandelstam**: Die physikalischen Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 1. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie, anorganischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Kohlschütter), tägl. außer Sonnabend. — **Rose**: Chemische Technologie der Metalloide, 3; Die Untersuchung und Reinigung des Wassers, 1 *g*. — **Kohlschütter**: Analytische Chemie, $2^1/_4$; Kolloquium über anorganische Chemie, 1; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden. — **Kreutz**: Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1. — **Straus**: Chemie der Benzolderivate II, $1^3/_4$; Repetitorium der organischen Chemie: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Fettreihe, 2. — **Schär**: Pharmakognosie, 4; Pharmakognostische Demonstrationen, 1 *g*; Toxikologie, 2; Übungen und Untersuchungen im pharmazeutischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisch-mikroskopisches Praktikum (mit Rosenthaler), I, 3, II, 2 bis 3; Chemisches Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Kreutz), tägl. außer Sonnabend. — **Rosenthaler**: Galenische Präparate in Theorie und Praxis, 1. —

Weber: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der elliptischen Funktionen, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein, Timerding und Epstein), $1^1/_2$ *g*. — **Wellstein**: Enzyklopädie der Elementarmathematik II: Geometrie, 3; Lineare Differentialgleichungen, 2; Übungen des mathematischen Unterseminars, 1. — **Timerding**: Analytische Geometrie der Ebene, 3, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie der Ebene I, 2, Übungen, 2 *g*; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Simon**: Nichteuklidische Geometrie in elementarer Behandlung, 2. — **Epstein**: Einführung in die Zahlentheorie, 2. — **Becker**: Theorie der speziellen Störungen und Bahnbestimmung II: Einleitung in die Theorie der allgemeinen Störungen, 3; Astronomisches Kolloquium, 14-tägig, 1 Abend *g*; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte. — **Wirtz**: Aus der Photometrie der Gestirne, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Elektrostatik, Magnetismus, Elektrokinematik, 4; Theoretische Physik, ausgewählte Kapitel, 2; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Keefer); Meteorologie, 1. — **Veesenmeyer**: Grundlagen der Elektrotechnik, 6; Elektrische Maschinen und Apparate I, 3; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen, 8; Einrichtung und Betrieb elektrotechnischer Fabriken, 1; Projektieren elektrischer Anlagen, 4. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium II (mit Herrmann, Mattes und Hähnle), III (mit Mattes und Hähnle). — **Herrmann**: Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2; Schwachstromtechnik, 2, Übungen; Theorie der Wechselströme, 2; Elektrotechnisches Laboratorium II; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 2. — **v. Weyrauch**: Mechanische Wärmetheorie, 4. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 8; Schattenkonstruktionen und Perspektive, 8; Pumpen, Übungen, 4. — **Maier**: Maschinenelemente (mit Röcker), 6, Konstruktionsübungen, 9; Hebezeuge (mit Röcker), 2; Verbrennungsmotoren (mit Röcker), 2. — **Thomann**: Fabrikanlagen I, 1, II, mit Übungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Treiber), 10; Maschinenkunde, 4. — **Bantlin**: Dampfmaschinen, 6; Maschinenkonstruktionen (mit Stahl), 8 und 6. — **Enßlin**: Ausgewählte Kapitel aus der Elastizitätslehre, 1; Lösung maschinentechnischer Aufgaben aus dem Gebiet der Elastizität und Festigkeit, 1. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt (mit Bischoff und Bretschneider), Übungen, tägl.; Ingenieurlaboratorium (mit Stückle), 4, mit Übungen; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Dauner**: Eisenbahnfahrzeuge, 3. — **Baumann**: Untersuchung der Konstruktionsmaterialien, 2. — **Widmaier**: Mechanische Technologie, 5; Eisenhüttenkunde, 2. — **Johannsen**: Ausgewählte Kapitel für Textilingenieure, 1—2 *g*. —

v. Hell: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 5; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie (mit Kauffmann, Schmidt, Bauer und Schaal). — **Müller**: Elektrochemie, 2; Technische Chemie, 2; Analytische Chemie auf physiko-chemischer Grundlage, 1; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und Technische Chemie. — **Häussermann**: Chemische Technologie der Brenn- und Leuchtstoffe, 2. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, unorganischer Teil, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Kauffmann**: Repetitorium der unorganischen Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Farbenchemie, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Einführung in die Stöchiometrie, 1. — **Philip**: Maßanalyse, 1. — **Rohland**: Technologie der Mörtelmaterialien, 1 *g*; Unorganische Chemie, 1 *g*. — **Brunner**: Photochemie mit besonderer Berücksichtigung der Photographie, 1. —

N. N.: Trigonometrie, 2, Übungen, 2 und 1. — **Stübler**: Niedere Analysis, 4; Auflösung numerischer Gleichungen, 1. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 1. — **Wölffing**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 4; Höhere Algebra, 3. — **Reuschle**: Analytische Geometrie des Raums (mit Stübler), 2, Übungen, 1; Kurvendiskussion, mit Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der neueren analytischen Geometrie der Ebene und des Raums einschließlich Invariantentheorie, 3; Differential- und Integralrechnung II (mit Stübler), mit Übungen, 4, III, mit Übungen, 3; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler), 4, Übungen, 6; Vektoren- und Punktrechnung (mit Stübler), 3, Übungen, 1. — **Roth**: Schattenkonstruktionen und Beleuchtungskunde, 4. — **Heer**: Plan- und Geländezeichnen, 4. — **Hammer**: Ausarbeitung der geodätischen Aufnahmen, 2; Praktische Geometrie I, 3, Übungen, 6; Geodätische Übungen (mit Heer), 4; Ausgleichungsrechnung: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Direkte Zeit- und geographische Ortsbestimmung, 2; Barometrische Höhenmessung, 1. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige physikalische Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theoretische Physik I: Einleitung, Akustik, Wärme, 3, Übungen, 2; Meteorologie und Klimatologie, 1. — **Gans**: Theorie des Magnetismus, mit Experimenten, 2. — **Happel**: Geometrische Optik, 1. —

Wislicenus: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5, Ergänzungen, 1; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl.: a) Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), b) Chemisch-pharmazeutisches Praktikum (mit Weinland), c) Präparative Arbeiten und physikalisch-chemische Übungen (mit Wedekind), d) Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Bülow, Weinland und Wedekind). — **Bülow**: Analytische Chemie I, 3; Chemie der künstlichen organischen Farbstoffe II, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2; Quantitative Untersuchung der Arzneimittel: Anorganischer Teil, 1; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 1. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie (in elementarer Form), 2; Chemie der aromatischen Verbindungen II: Heterozyklische Verbindungen, 2; Die sogenannten seltenen Elemente in ihrer wissenschaftlichen und industriellen Bedeutung, 1. —

v. Brill: Einführung in die höhere Mathematik, 4; Über nichtstarre Systeme und die Mechanik von Hertz, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **v. Stahl**: Höhere Algebra, 2; Anwendungen der Funktionentheorie, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Höhere Analysis II, 3, Übungen, 1; Zahlentheorie, 2. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik I, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **Franz Exner**: Experimentalphysik, 5;



Physikalisches Praktikum, 6; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Konversatorium (mit v. Schweidler), 1 *g*. — **Hasenöhrl**: Theorie der Elektrizität, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Lampa**: Akustik, 3. — **N. N.**: Experimentalphysik, insbesondere Elektrizität und Optik, 3; Einführung in die mathematische Physik, zugleich als Einleitung in die Differential- und Integralrechnung, 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen Apparaten, 1. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 6; Experimentalphysik, 5. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik I, 5. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8; Experimente zur Elektrizitätslehre, 3. — **Przibram**: Die neueren Anschauungen über die Konstitution der Materie, 1. — **Ehrenhaft**: Theorie der Wärmeleitung, 2. — **Hann**: Dynamische Meteorologie und Wetterlehre, 1; Allgemeine Ozeanographie, 1; Die wichtigsten Theorien der Physik der Atmosphäre, 5. — **Felix Exner**: Theorie des Erdmagnetismus, 1; Ausgewählte Kapitel aus der meteorologischen Optik, 1. — **Conrad**: Theorie der erdmagnetischen Instrumente, 1; Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie, 1. — **Hinterberger**: Photographisches Praktikum, 6 Wochen; Praktischer Kurs über Mikrophotographie, 20; Photographisches Praktikum, *g*; Praktischer Kurs über Mikrophotographie, *g*. —

Skraup: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, 5 Tage, für Mediziner, 4; Arbeiten für Vorgeschrittene, 5 Tage. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie I, 5; Chemische Übungen für Anfänger, 5 Tage; Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie I: Chemie der aliphatischen Verbindungen, 3; Chemische Übungen für Anfänger, 5 Tage; Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Chemie der Alkaloide, 2; Übungen aus der pharmazeutischen Chemie, 5 Tage. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel der Chemie und Technologie der Nahrungsmittel, 2. — **Pollak**: Chemische Technologie der Rohstoffe des Pflanzenreiches, mit Exkursionen, 1; Färbereichemische Übungen, 5. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Anorganische Großindustrie und Präparatendarstellung, 2; Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **M. Kohn**: Einführung in das Studium der heterozyklischen Verbindungen der organischen Chemie, 1. —

v. Escherich: Einleitung in die Differential- und Integralrechnung, 5; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Mertens**: Zahlentheorie, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, 1 *g*. — **Wirtinger**: Funktionentheorie, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Kontinuierliche Gruppen, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik I, 3. — **Hahn**: Variationsrechnung, 3; Besprechung neuerer mathematischer Arbeiten (mit v. Schrutka), 2 *g*. — **Hanni**: Theorie der ganzen transzendenten Funktionen, 2. — **v. Schrutka**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 1. — **v. Hepperger**: Sphärische Astronomie, 4; Geographische Ortsbestimmung, 1 *g*. — **Schram**: Astronomische Chronologie, 1. — **Prey**: Die Figur der Erde, 2. — **Herz**: Bahnbestimmung, 1. — **Tietze**: Transzendente Zahlen und Quadratur des Kreises, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5; Optik, 2; Ausgewählte Kapitel der Optik, 2. — **Mache**: Physik, 5. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrische Schwingungen und Wellen, 2. — **Hochenegg**: Elektrotechnik, Praktische Übungen und Untersuchungen, 4; Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, $1^1/_2$. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 5. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Lisnar**: Meteorologie und die wichtigsten Lehren der Klimatologie, 2. — **Kick**: Mechanische Technologie II, 5. — **Hauptfleisch**: Mechanische Technologie III, 5. — **Ludwik**: Mechanische Technologie, 5; Technologische Mechanik, 1. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre II, mit Übungen, 3; Bau der Lasthebemaschinen, $4^1/_2$. — **Seidler**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Allgemeine Maschinenkunde, 3. — **Englaender**: Bau von Dampfkesseln, Dampfapparaten und Behältern, $4^1/_2$; Maschinenelemente: Abschlußorgane, Konstruktionsübungen, 6, Triebwerksteile, Übungen, $10^1/_2$. — **Baudiß**: Bau der Wärmekraftmaschinen II, 4, Konstruktionsübungen, $12^1/_2$. — **Budau**: Bau der Wasserkraftmaschinen und Pumpen II, 5; Theorie und Bau der Flugapparate, $1^1/_2$. — **Wagner**: Schiffbau, 3. — **Totz**: Schiffsmaschinenbau, 3. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, 3. — **v. Stockert**: Eisenbahnbetriebsmittel, 3; Eisenbahnbetrieb, 2. —

Bamberger: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6, Übungen, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3; Praktische Übungen in der Ausführung technischer Proben, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie II, 2, Übungen, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20; Technische Feuerungen, 5. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Skrabal**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Böck**: Arbeitsmethoden in der organischen Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie I: Chemie der Alkaloide, 1. — **Paweck**: Theoretische Elektrochemie, 2; Elektronentheorie und Radioaktivität in ihrer Beziehung zur Elektrochemie, 1. — **Abel**: Theoretische Elektrochemie I, 1; Chemische Thermodynamik, 1; Phasenlehre, 1. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 4; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Klimont**: Chemie der Fette, 1. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe, 2. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Erban**: Chemische Textilindustrie I und II, 2. — **Strache**: Beleuchtungswesen. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **N. N.**: Mathematik I, 5. — **Czuber**: Mathematik II, 5; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **N. N.**: Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2. — **v. Schrutka**: Praxis des Rechnens, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 2. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 5, Konstruktives Zeichnen, 6; Die Abbildungsmethoden der darstellenden Geometrie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie I, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Adler**: Konstruktive Theorie der Kegelflächen, 2. — **Finger**: Mechanik I: Starre und flüssige Körper, 5; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Analytische Mechanik des materiellen Punktes und der Punktsysteme, 2. — **Jung**: Mechanik I: Starre und flüssige Körper, 5, Übungen, 2; Dynamik starrer Körper, 2. — **N. N.**: Allgemeine Mechanik, 3; Festigkeitslehre und Statik der Hochbauwerke, 3. — **Kirsch**: Mechanik II: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 6. — **Girtler**: Potentialtheorie, 2; Hydromechanik, 2. — **Leon**: Analytische Mechanik des elastischen, festen Körpers, $1^1/_2$. — **Pollack**: Elemente der niederen Geodäsie, $4^1/_2$. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, $4^1/_2$, Übungen, 5; Situationszeichnen, 4, Geodätischer Kurs, 4; Photogrammetrie, $1^1/_2$. — **Tinter**: Höhere Geodäsie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. — **Prey**: Lotstörungen und Lotabweichungen, 1. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 5; Praktische Übungen, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Theorie der Wärme, 4. — **Harms**: Geometrische Optik, 1. — **Füchtbauer**: Elektrische Erscheinungen in Gasen und Verwandtes: Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Kursus technisch-chemischer Analysen, 2 halbe Tage; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Vollpraktikum für

präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Analytische Chemie, 3. — **Reitzenstein**: Isozyklische Verbindungen, 2. — **Pauly**: Die Zuckergruppe und verwandte stickstofffreie natürliche Verbindungen, 1. —

Prym: Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 4; Einführung in die analytische Geometrie der Ebene, 4 *g*; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2 *g*. — **Rost**: Analytische Mechanik I, 4; Ausgleichung der Beobachtungsfehler, mit Anwendung auf Astronomie und Geodäsie, 2; Einführung in die Determinantentheorie, 2; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2; Ergänzungen und Übungen zur Geometrie der Kegelschnitte, 2; Theorie der algebraischen Flächen, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **v. Weber**: Algebra, 4; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4 *g*; Abbildung und Biegung der Flächen, 2 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theorie der Wärmestrahlung, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag, für Vorgerücktere, tägl. — **Adler**: Einführung in die grundlegenden Begriffe und Theorien der Physik, 1; Thermodynamik, 2; Optik, 2. — **Greinacher**: Radioaktivität, 1. —

Werner: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*; Chemisches Halbpraktikum, halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Anleitung zu chemischen Arbeiten, 1; Chemie und Untersuchung der Lebensmittel II: Genußmittel, Trinkwasser und Gebrauchsgegenstände, 1; Chemisches Praktikum für Mediziner, Veterinäre und Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere, tägl., für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 6; Übungen im Untersuchen von Lebensmitteln, 4 oder 8. — **Pfeiffer**: Stereochemie, 2; Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Chemie der Alkaloide, 1. — **Grün**: Naphthene, Terpene und Kampfer, 2. —

N. N.: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Übungen für Vorgerücktere (Integralgleichungen), 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie, mit Übungen I, 4; Analytische Geometrie, mit Übungen I, 4; Mathematische Geographie, 2. — **Gubler**: Algebraische Analysis, 2; Inhalt und Methode des geometrischen Unterrichts an der Mittelschule, 1; Ausgewählte Kapitel der Versicherungsmathematik, 1; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmungen von Planeten und Kometen, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 4; Wechselstromsysteme und Wechselstrommotoren, 2; Theorie der absoluten magnetischen und elektrischen Messungen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 und 16; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12 und 24; Experimentelle Untersuchungen in Wechselstrom und an Wechselstrommotoren, 4. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12 und 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Thermodynamik, 2. — **Cherbuliez**: Geschichte der Physik im 17. und 18. Jahrhundert I, 2; Geschichte der Wärmetheorien, 1; Einleitung in die mathematische Physik, 2. — **Schild**: Elektrotechnik, 2; Elektrische Leitungen II, 1. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen II, 2, Übungen und Konstruktionen, 3; Elektrische Kraftübertragung und Beleuchtung, 3, Repetitorium, 1. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik, 1; Militärtelegraphie und -Telephonie, 1. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau I: Steuerungen, Regulatoren, 4, Übungen mit Repetitorium, 2; Gasmotoren (Einleitung), 1; Dampfturbinen, 2; Konstruktionsübungen und Entwerfen von Wärmekraftanlagen, 6; Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen II, 2; Maschinenkonstruieren, 6; Demonstrationen in der elektrischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag; Wechselstrom-Kommutator-Motoren, 1. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen II, 4, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 12; Konstruktionsübungen über Fabrikanlagen, 4; Ausgewählte Kapitel über hydraulische Anlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie II: Metallverarbeitung, 2, Repetitorium, 1, IV: Spinnerei (Fortsetzung); Weberei, 2; Müllerei, 2; Technologisches Praktikum, 4. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre II: Mechanische Wärmetheorie, Dampfmaschinen, 4, Übungen, 3. — **Heinemann**: Der geschichtliche Siegeslauf der Technik I, 1 *g*. — **Herzog**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik (Fortsetzung), 1. — **Kummer**: Maschinenlehre I: Maschinenelemente und Hebezeuge, 3, Übungen und Repetitorium, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der elektrischen Traktion, 2 *g*. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Maschinenbau: Elemente, 5, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 10; Dampfkessel, 1. — **A. Weber**: Maschinenlehre, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 4; Industrielle Einrichtungen und Bauten, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 2. — **Barbieri**: Photographie I, 2; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie I, 2; Gasanalyse mit Übungen, 1; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Berl**: Theorie technisch-chemischer Prozesse II, 2; Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1 *g*. — **Boßhard**: Anorganische chemische Technologie, 4, Repetitorium, 1; Heizung, 2; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Cérésole**: Bleicherei, Färberei, Farbstoffe, 4, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Thermochemie, 1; Untersuchung, Verwendung und Begutachtung der Brennmaterialien, 1. — **Hartwich**: Pharmakognosie, 5; Lebensmittelanalyse mit Übungen, 2; Technische Mikroskopierübungen I: Fasern und Stärke, 1/2 Tag; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Mikroskopische Untersuchung pharmazeutischer Drogen, 1/2 Tag; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Gerichtlich-chemisches Praktikum, 4 halbe Tage. — **Kaufler**: Konstitutionsbestimmung organischer Substanzen, 1 *g*. — **Lorenz**: Physikalische Chemie II, 2; Allgemeine Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, tägl. — **Ott**: Theorie und Praxis der Leuchtgasindustrie, 1. — **Schmidlin**: Geschichte der Chemie, 1; Chemie der Alkaloide, 1. — **Willstätter**: Anorganische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. —

Franel: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Theorie der Differentialgleichungen, 4, Repetitorium, 1. — **Beyel**: Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Projektivische Geometrie, 1; Flächen 2. Grades, 2. — **Geiser**: Analytische Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Mathematische Übungen, 2; Elemente der Ballistik, 1. — **Großmann**: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage, 4; Mathematisches Seminar (mit Hurwitz), 2. — **Hirsch**: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1; Variationsrechnung, 2. — **Hurwitz**: Elliptische Funktionen, 4. — **Keller**: Mathematik, 4; Die wichtigsten Prinzipien der darstellenden Geometrie, 2. — **Kraft**: Analytische Mechanik, 3; Geometrischer Kalkül I und III, 2; Theaterbühnenbau, 2. — **Lacombe**: Darstellende Geometrie, 2 und 4, Übungen, 4, Repetitorium, 1; Geometrie der Lage mit Übungen, 3. — **N. N.**: Vermessungskunde II, 4, Repetitorium, 1; Erdmessung, 2; Geodätisches Praktikum, 2. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 25. Oktober 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 26. Oktober 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:
O. Hahn u. L. Meitner, Über die β-Strahlen des Aktiniums. S. 697.
E. Gehrcke, Bemerkungen über die Schichtung in der positiven Lichtsäule. S. 702.
O. M. Corbino, Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme. S. 704.
J. A. Anderson, Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht. S. 707.
E. Bose, Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten. S. 707.
E. Bose, Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten. S. 708.
H. Rausch v. Traubenberg, Über einige neue Phänomene bei Gasen, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden, und über eine Bildungsmöglichkeit künstlicher Radioaktivität. S. 713.
A. Schortau, Ein Apparat zum Messen von Meerestiefen. S. 726.
Praktische Ecke:
J. Koenigsberger, Geradsichtiges Prisma zur Projektion von Spektren. S. 727.
E. Grimsehl, Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes Licht. S. 727.
Tagesereignisse. S. 728.
Personalien. S 728.
Gesuche. S. 728.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die β-Strahlen des Aktiniums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

In einer Mitteilung über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente [1]) haben wir über Versuche berichtet, die wir über die Absorption verschiedener β-Strahlen in Aluminium angestellt haben. Wir kamen zu dem Resultat, daß man unter geeigneten Bedingungen aus dem Verlauf der Absorptionskurven einen Schluß auf die Einheitlichkeit der β-Strahlung ziehen kann.

Wir faßten dies damals dahin zusammen, daß „einheitliche β-Strahlensubstanzen, ähnlich wie dies bei α-Strahlen der Fall ist, nur je eine Art von Strahlen aussenden, daß die Absorption homogener β-Strahlen einem Exponentialgesetz folge, und daß daher ein rein exponentieller Verlauf der Absorptionskurven auf einheitliche β-Strahlensubstanzen, nach unten gekrümmte Kurven dagegen (Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht) auf ein Gemisch verschiedener β-Substanzen hinweisen".

Die von anderen Forschern beobachteten nach oben gekrümmten Absorptionskurven (Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit der Dicke der durchstrahlten Schicht) waren auch von uns gefunden worden; doch haben wir die Annahme gemacht, daß sie wohl nur von Versuchsbedingungen abhängen, und durch geeignete Wahl dieser Bedingungen zum Verschwinden gebracht werden können.

„Alle unsere Versuche wurden mit Aluminium als absorbierende Substanz angestellt. Ein störender Einfluß von Sekundärstrahlen wurde nicht beobachtet."

1) Diese Zeitschr. 9, 321—333, 1908.

Unsere damaligen Versuche bezogen sich auf die β-Strahlen des Thoriums, Urans und Radiobleis.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der β-Strahlen des Aktiniums. Die Versuche wurden nach zwei Richtungen hin ausgeführt, einmal, um zu prüfen, ob sich die Gültigkeit des Exponentialgesetzes für einheitliche β Strahlen auch am Aktinium beweisen ließe, ferner, um den Einfluß der Versuchsbedingungen auf die Form der Absorptionskurven genauer festzustellen.

Eine geringe Menge eines mäßig starken Aktiniumpräparates wurde in ziemlich dünner Schicht auf einem Porzellandeckel von 4 cm Durchmesser ausgebreitet und die Absorption durch eine größere Anzahl von Aluminiumfolien geprüft. Das Elektroskop war das bei den früheren Versuchen benutzte, auch die Stellung des Deckels war die gleiche. Die Dicke der Aluminiumfolien betrug 0,445 mm. Alle Kurven sind auf diese Aluminiumfolien bezogen.

Die erhaltene Absorptionskurve zeigte eine doppelte Abweichung vom Exponentialgesetz. Sie war von der Form der Kurve A in Fig. 1. Die Absorption erfolgte anfangs schneller, verlief dann für eine gewisse Schichtdicke ungefähr exponential, und wurde mit zunehmender Dicke wieder rascher.

Diese Kurve mußten wir nach unserer obigen Behauptung dahin deuten, daß die anfängliche starke Absorption von einem zweiten β Strahlenprodukt herrühre, während die später folgende Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke lediglich von Versuchsbedingungen abhängig und daher zum Verschwinden zu bringen sein mußte.

Die anfängliche Krümmung der Kurve konnte entweder von einer Verunreinigung des Akti-

niumpräparates durch andere β-strahlende Substanzen herrühren, oder das Aktinium enthält mehr als ein β-Strahlenprodukt. Die letztere Annahme erschien uns ursprünglich nicht wahrscheinlich, da man bis jetzt angenommen hatte, daß nur das Aktinium *B* β-Strahlen aussende, also beim Aktinium eine einheitliche β-Strahlung vorliege.

Wir suchten daher vor allem möglichst reines Aktinium herzustellen und verwendeten dazu ein Präparat, das uns von Prof. Giesel in liebenswürdigster Weise überlassen worden war. Die Reinigung desselben haben wir in der kürzlich erschienenen Arbeit „Aktinium *C*, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums" beschrieben [1]).

Die Absorptionsversuche wurden mit dem gereinigten Aktinium unter denselben Bedingungen wie früher wiederholt, das Resultat war dasselbe.

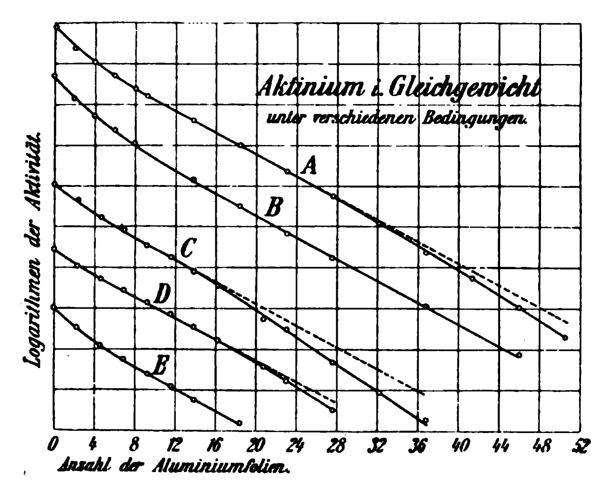


Fig. 1.

Fig. 1, Kurve *A* zeigt die erhaltene Absorptionskurve.

Kurve *B* derselben Figur zeigt das Resultat einer Messung, die mit der gleichen Substanz unter gleichen Bedingungen aufgenommen war, nur waren die schrägen Strahlen durch eine aus einer großen Anzahl von dünnen Aluminiumröhren bestehende Blende eliminiert. Man erkennt deutlich, daß, abgesehen von der anfänglichen Krümmung, der Verlauf der Kurve jetzt ein rein exponentieller ist. Es ergibt sich aus der Neigung der Kurve, daß die durchdringende β-Strahlung des Aktiniums von rund 5,4 Aluminiumfolien zur Hälfte absorbiert wird.

Die anfängliche Krümmung ist hier stärker ausgeprägt als in Kurve *A*, ein Umstand, auf den wir weiter unten noch zu sprechen kommen.

1) Diese Zeitschr. 9, 649—655, 1908.

Damit ist schon erwiesen, daß die Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht von äußeren Umständen abhängig ist, und daß beispielsweise bei normalem Strahlenbündel diese Erscheinung nicht auftritt. In unseren früheren Versuchen hatten wir schon darauf hingewiesen, daß diese Erscheinung auch durch die Größe der Oberfläche der strahlenden Schicht bedingt wird und durch zweckmäßiges Verringern der Oberfläche vermindert werden kann.

Dieselbe Wirkung muß bei gleichbleibender Oberfläche der strahlenden Schicht ein Vergrößern des Aluminiumfensters hervorrufen, durch das die β-Strahlen in das Elektroskop eindringen. Um diesen Punkt zu prüfen, haben wir in einem andern β-Elektroskop die Größe des Aluminiumfensters durch dazwischengeschobene Zinkplatten von verschiedener Öffnung variiert.

Die Versuchsergebnisse zeigen die Kurven *C*, *D* und *E* der Fig. 1.

Kurve *C* entspricht einer Messung, bei welcher der Durchmesser der Zinkblende und somit auch des Aluminiumfensters 4 cm betrug. Bei der der Kurve *D* zugrunde liegenden Messung war der Durchmesser 11 cm, Kurve *E* zeigt das Messungsergebnis bei Verwendung der vertikalen Aluminiumröhrchen.

Die Resultate entsprechen genau unserer Annahme. Bei der kleinsten Öffnung ist die Abweichung vom Exponentialgesetz am größten. Man kann sich diese Erscheinung leicht aus der Streuung der β-Strahlen verständlich machen. Für Strahlen verschiedener Geschwindigkeit wird diese Streuung verschieden große Werte annehmen. Es liegt die Annahme nahe, daß langsame β-Strahlen beim Durchdringen der Materie stärker gestreut werden als schnelle. In Übereinstimmung mit dieser Vermutung haben wir bei den sehr schnellen β Strahlen des Urans *X* und des Thorium *C* auch bei großer Oberfläche der strahlenden Materie nur eine äußerst minimale Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht beobachtet, während bei den weniger durchdringenden β-Strahlen die Effekte deutlich festzustellen waren und bei den sehr leicht absorbierbaren β-Strahlen so stark in Erscheinung treten, daß die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten unsicher wird. Natürlich gilt dies nur für den Fall, daß die schrägen Strahlen nicht abgeblendet sind.

Es stand nun noch aus, die anfängliche Krümmung der Kurven zu erklären. Da diese Kurven mit dem gereinigten Präparat aufgenommen worden waren, konnten wir die Abweichung vom Exponentialgesetz nicht einer Verunreinigung, etwa durch Radium zuschrei-

ben. Wir kamen daher zu dem Schlusse, daß das Aktinium mehr als eine β-strahlende Substanz enthalten müsse. Der beste Weg, dies zu entscheiden, war der, die einzelnen Zerfallsprodukte des Aktiniums getrennt voneinander herzustellen und auf eventuelle β-Aktivität zu prüfen.

Die Reihe des Aktiniums ist bekanntlich folgende:

Akt. — Rdakt. — Akt. X — Emanation — Akt. A — Akt. B — Akt. C[1]).

Es wurde zuerst Radioaktinium abgetrennt. Wie der eine von uns gezeigt hat[2]), kann man Radioaktinium durch fraktionierte Fällung mit Ammoniak völlig frei von Aktinium X und auch nur wenig Aktinium enthaltend herstellen.

Man kann beispielsweise so verfahren, daß man zu einer schwach sauren Aktiniumlösung Ammoniak nur in solchem Betrage zusetzt, daß bloß ein geringer Teil der fällbaren Substanz abgeschieden wird. Der Niederschlag enthält einen Überschuß von Radioaktinium. Er wird abfiltriert, in verdünnter Säure gelöst und die unvollständige Fällung mehrmals wiederholt. Die Menge wird schließlich sehr gering, da sich sämtliches Aktinium X und der weitaus größte Teil des Aktiniums in dem Filtrat befindet.

Daß der Rückstand auf dem Filter tatsächlich Radioaktinium enthält, erkennt man aus der zeitlichen Änderung der Aktivität. Diese nimmt anfangs stark zu, erreicht nach knapp drei Wochen ein Maximum und nimmt dann mit der Periode von etwa 19,5 Tagen ab.

Ein auf diese Weise hergestelltes Präparat wurde möglichst schnell nach der letzten Fällung untersucht und ergab neben der sehr starken α-Strahlung eine deutliche β-Aktivität.

Der eine von uns hat früher die Angabe gemacht, daß Radioaktinium nur α-Strahlen aussendet[3]). Der Schluß war daraus gezogen worden, daß anfänglich die α-Aktivität eines Radioaktiniumpräparates etwa 50 Proz. der maximalen Aktivität ausmachte, während für die β-Aktivität nur etwa 11 Proz. gefunden wurden.

Da das Radioaktinium in Aktinium X übergeht und dieses sehr schnell den β-strahlenden aktiven Niederschlag bildet, so waren die 11 Proz. Restaktivität dem aktiven Niederschlag zugeschrieben worden.

In vorliegendem Falle wurde nun mit dem frischen Radioaktiniumpräparat eine Absorptionskurve aufgenommen und es zeigte sich hierbei mit Deutlichkeit, daß eine wohlcharakterisierte β-Strahlung vorlag, die sich durch ihr geringes Durchdringungsvermögen in unzweideutiger Weise von der bisher bekannten β-Strahlung des aktiven Niederschlags unterschied.

1) l. c.
2) O. Hahn, diese Zeitschr. 7, 855—864, 1906.
3) l. c.

Die Messungsresultate sind in Figur 2, Kurve A und B graphisch dargestellt.

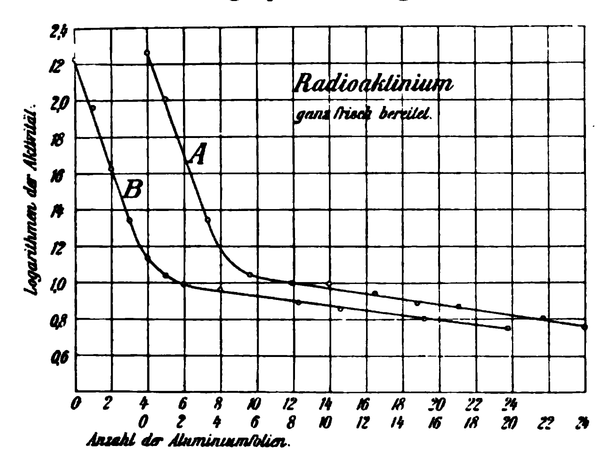


Fig. 2.

Die erhaltenen Kurven sind in mancher Beziehung auffallend. Einmal sieht man deutlich, daß eine sehr weiche β-Strahlung vorliegt, deren Durchdringungsvermögen sich mit dem der Thorium-A-Strahlung vergleichen läßt. Der Verlauf der Kurven ist ungefähr exponential bis auf etwa 10 Proz. der anfänglichen Intensität, dann wendet die Kurve plötzlich um und eine andere wohldefinierte Strahlung tritt in Erscheinung, die etwa 7 Proz. der Gesamtstrahlung ausmacht. Auch diese durchdringende Strahlung scheint nach einem Exponentialgesetz absorbiert zu werden, doch können wir nicht die Entscheidung treffen, ob hier eine den weichen β-Strahlen entsprechende, leicht absorbierbare γ-Strahlung vorliegt, oder eine harte β-Strahlung. Im letzteren Falle würde dieses nach unserer Auffassung auf ein weiteres kurzlebiges Produkt im Radioaktinium schließen lassen. Versuche zur Trennung einer solchen hypothetischen Substanz führten, wie auch zu erwarten war, nicht zum Ziele. Wir lassen deshalb die Frage offen, ob hier β-Strahlen oder γ-Strahlen vorliegen. Versuche im Magnetfeld, die diese Frage zur Entscheidung zu bringen geeignet wären, konnten nicht angestellt werden.

Werden die Logarithmen der Aktivität der durchdringenden Strahlung bis zur Schichtdicke O extrapoliert und die so gefundenen Werte von den beobachteten abgezogen, so erhält man die Kurve für die leicht absorbierbare Strahlung des Radioaktiniums. Die so gewonnenen Kurven zeigen aber die schon früher erwähnte, durch die Streuung der Strahlen bedingte Abweichung, die für sehr absorbierbare Strahlen sehr stark ins Gewicht fällt. Wir können deshalb aus der extrapolierten Kurve

nicht mit Sicherheit den Absorptionskoeffizienten angeben und sehen auch von der Wiedergabe der Kurve ab.

Andererseits war die Aktivität des verwendeten reinen Radioaktiniums nicht stark genug, um die Aufnahme einer Absorptionskurve mit senkrechter Aluminiumblende zu gestatten.

Die in der Figur 2 wiedergegebenen Kurven wurden mit einem durch fünf rasch hintereinander ausgeführte Fällungen hergestellten Präparat erhalten. Bei dem Ausfallen des Radioaktiniums fällt nämlich der aktive Niederschlag des Aktiniums mit aus. Wollte man nun mit der Messung warten bis dieser zerfallen ist, so hätte sich inzwischen wieder ein Teil Aktinium X und damit neuer aktiver Niederschlag zurückgebildet. Die erhaltenen Kurven würden dann natürlich nicht einem ganz reinen Radioaktinium entsprechen. Wird aber die Fällung häufig wiederholt, so nimmt der aktive Niederschlag, weil die geringe Menge nachgebildeten Aktinium X immer wieder abgetrennt wird, ab. Ist die Aktivität des Präparates gering, so daß die Aufnahme der Absorptionskurven eine beträchtliche Zeit in Anspruch nimmt, so tritt der Einfluß des nachgebildeten Aktinium X schon während der Messung störend in Erscheinung. Sehr deutlich läßt sich die Nachbildung des Aktinium X aus ursprünglich reinem Radioaktinium verfolgen, wenn man mit demselben Präparat zu verschiedenen Zeiten die Absorptionskurven aufnimmt. Die Figur 3 zeigt eine Anzahl Kurven, die auf diese Weise gewonnen worden sind.

Fig. 3.

Kurve A wurde etwa drei Stunden nach der Herstellung des Radioaktiniums erhalten. Kurve B wurde nach einem Tag, Kurve C nach 5 Tagen, Kurve D nach 14 Tagen aufgenommen.

Die anfängliche, sehr leicht absorbierbare β-Strahlung des Radioaktiniums wird allmählich fast vollständig von der durchdringenden β-Strahlung des aktiven Niederschlages überdeckt.

Kurve D hat dasselbe Aussehen wie die Kurven für Aktinium im Gleichgewicht mit seinen Verfallsprodukten, womit eine befriedigende Erklärung für die Abweichung dieser Kurve vom reinen Exponentialgesetz gegeben ist.

Wir erwarteten nun, daß wir bei Verwendung eines von Radioaktinium freien Präparates eine rein exponentielle Kurve erhalten würden. Die Herstellung des Aktiniums selbst, ganz frei von Radioaktinium und Aktinium X ist mit ziemlichen Schwierigkeiten verknüpft. Wir begnügten uns daher mit der Untersuchung des Aktinium X und des aktiven Niederschlages.

Aktinium X wurde hergestellt nach der üblichen Methode durch Fällung des Aktiniums mit Ammoniak. Man muß die Ammoniakfällung vor dem Abfiltrieren längere Zeit stehen lassen, da das Aktinium X anscheinend nur langsam ausgefällt wird und sich beim schnelleren Arbeiten zum größten Teile im Filtrat vorfindet. Das Aktinium X haltige Filtrat wird dann zur Trockene eingedampft und die Ammoniaksalze durch Glühen vertrieben. Im allgemeinen bleiben geringe Mengen nicht flüchtiger Substanzen zurück.

Figur 4, Kurve A zeigt das Resultat einer Absorptionsmessung mit dem auf die angegebene Weise hergestellten Präparat. Da die Substanz in dünner Schicht vorlag, zeigte sie

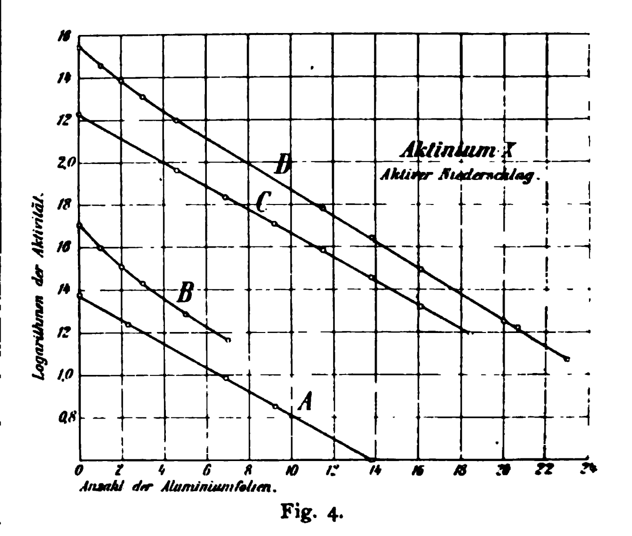


Fig. 4.

ein relativ beträchtliches Emanationsvermögen, wodurch vielleicht die später gemessenen Werte ein wenig zu hoch ausfallen. Die Kurve scheint m ganzen rein exponential zu verlaufen, doch egt der erste Punkt etwas zu hoch.

Es wurden noch andere Aktinium-X-Kurven mit anderen Präparaten hergestellt und auch diese zeigten manchmal eine geringe Abweichung vom absolut geradlinigen Verlauf. Ob diese kleinen Schwankungen von Störungen durch Emanation herrühren oder vielleicht von einer Inhomogenität der Strahlung, suchten wir zu entscheiden, indem wir eine Absorptionskurve für Aktinium X aufnahmen, bei welcher die schrägen Strahlen größtenteils durch eine Blende eliminiert waren. War die erwähnte Abweichung durch eine leicht absorbierbare Strahlung bedingt, so war zu erwarten, daß der Anteil dieser Strahlung an der Ionisation im letzteren Falle prozentuell bedeutend vergrößert würde, da ja von den leicht absorbierbaren Strahlen auch bei Weglassung der Blende nur die senkrecht auffallenden noch ionisierend wirken können.

Figur 4, Kurve B gibt die erhaltenen Messungsresultate wieder. Die Abweichung vom Exponentialgesetz ist ganz unverkennbar ausgeprägt und mit der Annahme einer homogenen β-Strahlung nicht vereinbar; denn der erste zu starke Abfall kann nur von einer sehr leicht absorbierbaren Strahlung herrühren, die unter normalen Verhältnissen durch die viel durchdringenderen Strahlen verdeckt wird.

Für die Erklärung dieser leicht absorbierbaren Strahlung standen zwei Möglichkeiten offen. Sie konnten ihren Ursprung entweder im Aktinium X oder im aktiven Niederschlag haben.

Um diese Frage zu entscheiden, wurden jetzt Absorptionskurven für den aktiven Niederschlag aufgenommen, wobei natürlich dem zeitlichen Abfall Rechnung getragen werden mußte. Die erhaltenen Befunde zeigen die Kurven C und D der Figur 4.

Kurve C ist analog der Kurve A ohne Blende, Kurve D analog der Kurve B mit Blende aufgenommen.

Die Kurvenpaare sind durchaus miteinander vergleichbar, so daß wir den Schluß für berechtigt halten, daß dem Aktinium X keine, dem aktiven Niederschlag dagegen zwei Gruppen von β-Strahlen zuzusprechen sind. Von diesen zwei Gruppen ist die eine die seit langem bekannte und ziemlich durchdringende Strahlung, die andere eine außerordentlich leicht absorbierbare.

Es stand nur noch der Nachweis aus, wie sich die β-Strahlen auf die drei Produkte des aktiven Niederschlages verteilen.

In der schon mehrfach erwähnten Arbeit über Aktinium C haben wir bewiesen, daß die durchdringende β-Strahlung dem Aktinium C und nicht, wie es bisher geschah, dem Aktinium B zuzuschreiben ist. Die experimentelle Anstiegskurve eines ursprünglich von Aktinium C freien Aktinium B stimmte genau mit der theoretischen Kurve überein, die unter der Voraussetzung konstruiert war, daß nur das letzte Produkt β-Strahlen emittiere. Diese Kurve wurde so aufgenommen, daß auch die sehr leicht absorbierbare β-Strahlung des aktiven Niederschlages hätte in Erscheinung treten müssen. Da dies nicht der Fall war, so ist daraus der Schluß zu ziehen, daß diese Strahlung nur vom Aktinium A herrühren kann.

Wenn nun tatsächlich Aktinium C Träger der durchdringenden Strahlung ist, so muß die Absorptionskurve des Aktinium C identisch sein mit der des aktiven Niederschlages, sobald man nur die Versuchsbedingungen so wählt, daß die leicht absorbierbare Strahlung nicht zur Wirkung kommt. Es wurde deshalb nach der Erhitzungsmethode[1]) Aktinium B hergestellt, das dann seinerseits nach wenigen Minuten in Aktinium C zerfällt.

Wir hatten angegeben, daß bei dieser Methode auch eine geringe Menge Aktinium A zurückbleibt. Nach etwa einer halben Stunde ist der Überschuß des Aktinium C zerfallen und der weitere Verlauf der Abklingung erfolgt mit der Periode des Aktinium A. Es wurden nun zwei Absorptionskurven aufgenommen, eine kurz nach dem Erhitzen des Präparates, solange Aktinium C noch in großem Überschuß vorhanden, und eine zweite mit demselben Präparat, nachdem der Überschuß des Aktinium C verschwunden war; die zeitliche Aktivitätsänderung wurde durch eine gleichzeitig aufgenommene Abklingungskurve bestimmt und alle Werte darauf korrigiert.

Figur 5, Kurve A gibt das Resultat der Messung wieder. Die Kreuze beziehen sich auf die erste Messung (Akt. C), die Kreise auf die zweite Messung (Akt. $A + B + C$).

Wie man sieht, liegen die Punkte in durchaus befriedigender Übereinstimmung auf ein und derselben Kurve.

Bei den ersten derartigen Versuchen hatten wir eine solche Übereinstimmung nicht bekommen. Damals war die Kurve für die zeitliche Abklingung in einem anderen Elektroskop aufgenommen worden, und zwar unter solchen Bedingungen, daß auch die sehr weiche Aktinium-A-Strahlung sich an der Ionisation beteiligen konnte. Da diese anderseits bei der Absorptionsmessung wegen der gewählten Versuchsbedingungen nicht in Erscheinung treten konnte, so stimmten die nach der Abklingungs-

1) l. c.

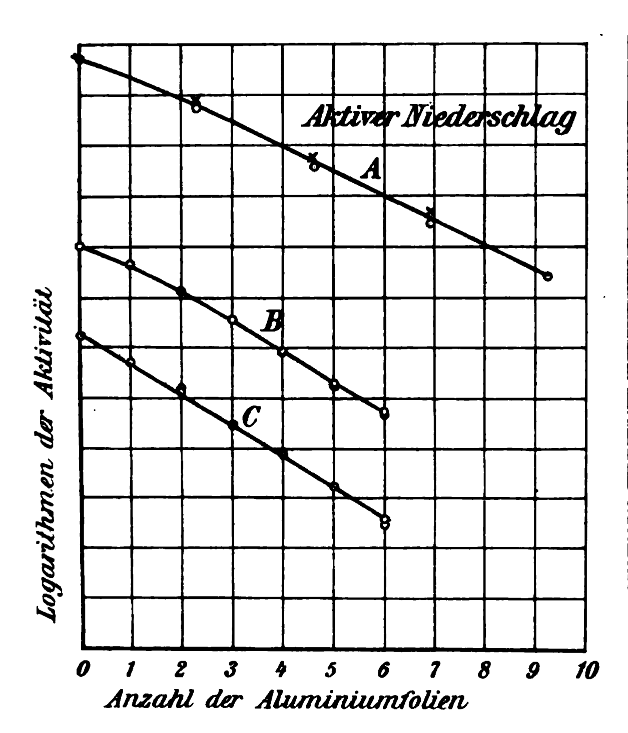


Fig. 5.

kurve korrigierten Absorptionsversuche nicht überein. Bei den der Kurve A der Figur 5 entsprechenden Messungen wurde dieser Fehler vermieden.

Direkt beobachtet wurde die weiche Aktinium-A-Strahlung bis jetzt nur, wenn die Absorptionsmessungen so vorgenommen waren, daß fast nur vertikale Strahlen in das Elektroskop gelangten.

Die Kurven B und C der Figur 5 geben nun noch einen weiteren Beweis für die Existenz einer äußerst leicht absorbierbaren Strahlung des Aktinium A.

Bei den diesen Kurven entsprechenden Messungen befand sich die aktive Substanz nur wenige mm unterhalb des Aluminiumfensters des Elektroskops.

Kurve B entspricht der Abklingung von Aktinium C, Kurve C der von Aktinium $A + B + C$ im Gleichgewicht. Die Versuchsbedingungen waren in beiden Fällen identisch.

Kurve B zeigt die nun schon öfters erwähnte, durch die Streuung der Strahlen bedingte Abweichung vom exponentiellen Verlauf, die bei der geringen Entfernung des Präparates vom Elektroskop natürlich stark ins Gewicht fällt. Bei Kurve C wird eine solche nicht beobachtet, weil dieselbe augenscheinlich durch die konkave Krümmung, hervorgerufen durch die Aktinium-A-Strahlung, verdeckt wird. Unter allen von uns untersuchten β-Strahlen sind also die des Aktinium A weitaus am leichtesten absorbierbar.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Zerfallsprodukte des Aktiniums enthalten nicht, wie bisher angenommen wurde, nur ein β-Strahlenprodukt, sondern deren drei. Diese Produkte sind:

Radioaktinium,
Aktinium A,
Aktinium C.

2. Die β-Strahlen des Radioaktiniums werden zur Hälfte absorbiert, in ungefähr 0,04 mm Aluminium, die des Aktinium C in 0 24 mm. Für die β-Strahlen des Aktinium A läßt sich ein genauer Wert nicht angeben, weil ihre Existenz nur auf indirekten Wegen bewiesen werden konnte. Sie sind aber sicher noch viel leichter absorbierbar als die des Radioaktiniums.

3. Beim Radioaktinium wurde noch eine durchdringende Strahlung beobachtet, doch steht der Nachweis aus, ob sie von sehr harten β-Strahlen oder von sehr weichen γ-Strahlen herrührt.

4. Unsere schon früher gemachte Annahme, daß einheitliche Produkte auch einheitliche β-Strahlen aussenden und daß deren Absorption in Aluminium nach einem Exponentialgesetz verlaufe, hat sich auch beim Aktinium als Arbeitshypothese durchaus bewährt und zur Auffindung der neuen β-Strahlengruppen geführt.

5. Die von anderen Forschern und auch von uns beobachtete Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke der absorbierenden Schicht hängt in ihrer Größenordnung sehr stark von der Durchdringbarkeit der verschiedenen β-Strahlen ab, kann aber durch geeignete Versuchsbedingungen in allen Fällen zum Verschwinden gebracht werden.

Wiederum möchten wir der Jagorstiftung zu Berlin unseren ergebenen Dank aussprechen für die Gewährung von Mitteln zu dieser Untersuchung.

Berlin, Chemisches Institut der Universität, September 1908.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Bemerkungen über die Schichtung in der positiven Lichtsäule.

Von E. Gehrcke.

In einer kürzlich erschienenen Abhandlung[1] bringt Herr R. Holm die Meinung zum Ausdruck, daß die von ihm angestellten Versuche über die geschichtete positive Lichtsäule „einen Anfang zu einer vollständigeren Beobachtungssammlung" bedeuten, und daß „bisher das Beobachtungsmaterial sehr mangelhaft" wäre. Diese Behauptungen des Herrn Holm entspre-

1) Diese Zeitschr. 9, 558, 1908.

chen indessen nicht den Tatsachen; denn erstens wurde schon längst „ein Anfang zu einer vollständigeren Beobachtungssammlung" von andern Autoren gemacht, zweitens erscheint das Beobachtungsmaterial dieser älteren Arbeiten, z. B. was die Veränderung der Schichtlänge mit der Stromstärke und dem Druck anlangt, eher weniger „mangelhaft" als das des Herrn Holm. Es möge deshalb im folgenden auf einige ältere Arbeiten, die die Schichtlänge betreffen, kurz eingegangen werden.

Bereits im Jahre 1881 teilte Goldstein[1]) quantitative Versuche über die Abhängigkeit der Schichtenlänge (d. h. dem Abstand zweier aufeinanderfolgender Schichten) vom Gasdruck mit; er fand, wenn wir mit d und d_0 die Schichtenlänge, mit p und p_0 die zugehörigen Gasdrucke bezeichnen, eine Gesetzmäßigkeit von der Form:

$$\frac{d}{d_0}=\left(\frac{p_0}{p}\right)^m,$$

wo $m<1$. Diese Beziehung, welche J. J. Thomson in seinem bekannten Buche: Conduction of Electricity through Gases, 1. Aufl. 1903, S. 463; 2. Aufl. 1906, S. 565, wie oben formuliert hat, ist von gleicher Art wie das von Ebert[2]) für den Crookesschen Dunkelraum aufgestellte Gesetz und dürfte die erste quantitative Abhängigkeit der Schichtlänge vom Druck darstellen, welche gefunden wurde.

Ferner hat R. S. Willows[3]) die geschichtete Entladung in Wasserstoff und Stickstoff quantitativ untersucht; auch über diese Versuche referiert Thomson in seinem obengenannten Buche. Willows untersuchte u. a. die Abhängigkeit der Schichtenlänge von der Stromstärke und fand z. B., daß die Schichtenlänge bei einem bestimmten Druck ein Maximum hat für eine gewisse mittlere Stromstärke; dieser Maximalwert der Schichtenlänge ist gleich der Rohrweite. Das Goldsteinsche Gesetz ist nach Willows für gewisse Arten von Schichten sehr genau gültig; es verliert seine Gültigkeit, wenn die Schichten nicht mehr bis an die Wände der Röhre reichen.

Über die Schichten im Wasserstoff liegen ferner Versuche von mir[4]) vor, die in erster Linie den Einfluß der Gefäßwände auf die Schichten zum Gegenstand haben; es ergab sich u. a., daß die Schichtlänge nicht allein von der Stromdichte, sondern auch von der absoluten Größe des Rohrdurchmessers abhängt. Die an Rohren von verschiedenen Durchmessern bei verschiedenen Drucken und Stromstärken erhaltenen Zahlen für die Schichtlängen bestätigen die Existenz des von Willows gefundenen Maximums der Schichtlänge und ergeben ferner, daß bei größeren Werten der Stromstärke ein vorher nicht bekanntes Minimum der Schichtlänge existiert.

Vergleicht man die neuerdings von Herrn Holm[1]) mitgeteilten Messungen, soweit sie die Abhängigkeit der Schichtlängen von Stromstärke und Druck betreffen, mit dem oben angeführten Beobachtungsmaterial, so wird man zugeben, daß die Messungen in Helium neu sind, da die Schichtung in diesem Gase bisher nicht näher untersucht wurde; aber es ist nicht ersichtlich, worin sonst noch ein Fortschritt der neuen Messungen gegenüber den früheren liegen soll. Was die Messungen des Potentialgefälles in den Schichten anlangt, so liegen hier ebenfalls bereits wertvolle ältere Beobachtungen vor. Übrigens dürfte auch die Kenntnis der Literatur, wie sie beispielsweise in Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Auflage 1905, Band IV, Seite 510—511 zusammengestellt ist, bereits genügen, um das Unzutreffende an dem oben zitierten, abfälligen Urteil des Herrn Holm über den Wert der älteren Arbeiten darzutun.

Zu den übrigen, auch in der Arbeit des Herrn Holm behandelten Eigenschaften der geschichteten Entladung möchte ich mir noch eine Bemerkung über das Phänomen der „Doppelschichten" erlauben. Bereits de la Rue und Müller[2]) haben diese Erscheinung beobachtet und photographiert; eine Reproduktion ihrer Photographie hat J. J. Thomson in seinem mehrfach genannten Buche (auf Seite 529 der 2. Auflage) gegeben. Willows[3]), der sich ebenfalls mit den Doppelschichten beschäftigt hat, diskutiert bereits die Frage, ob die Doppelschichten einer Verunreinigung des Gases zuzuschreiben sind oder nicht; er kommt zu dem Schluß, daß die Doppelschichten auch in reinem Wasserstoff vorkommen können. Der entgegengesetzten Ansicht ist Pentscheff[4]), welcher meint, daß in reinem Wasserstoff die Schichten einfach sind, daß aber bei Gegenwart geringer Mengen fremder Gase, vor allem Quecksilberdampf, sich Doppelschichten bilden. Ohne hier über die eine oder die andere Ansicht entscheiden zu wollen, wird man nicht fehlgreifen, wenn man annimmt, daß die Anwesenheit von Verunreinigungen die Bildung der Doppelschichten — und auch der einfachen Schichten — begünstigt. Ferner aber mag bemerkt werden, daß eine doppelte Schichtung in Gemischen von Gasen und Dämpfen auch am negativen Glimmlicht auftritt; so beobachtete Warburg[5])

1) E. Goldstein, Wied. Ann. N. F. 15, 277, 1882; Monatsber. d. Kgl. Akad. d. Wiss. zu Berlin vom 28. Juli 1881.
2) H. Ebert, Wied. Ann. 69, 200, 372, 1899.
3) R. S. Willows, Proc. Cambr. Phil. Soc. 10, 302, 1900.
4) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) 15, 509, 1904.

1) l. c.
2) De la Rue and Müller, Phil. Trans. 1878, Part I, S. 155.
3) l. c. S. 306 ff.
4) P. B. Pentscheff, diese Zeitschr. 7, 463, 1906.
5) E. Warburg, Wied. Ann. 31, 575, 1887.

in einem Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf ein doppeltes negatives Glimmlicht: ein erstes, dem Wasserstoff angehörendes, und ein zweites, grünes, vom Quecksilberdampf gebildetes Glimmlicht, welches das Wasserstoffglimmlicht umhüllte. Auch in einem Gemisch von Joddampf und Wasserstoff tritt doppeltes Kathodenglimmlicht auf[1]), doch ist hier das dem Jod zukommende, gelbliche Glimmlicht das innere und wird vom Wasserstoffglimmlicht umgeben. Ich möchte deshalb hier die Vermutung ausdrücken, daß in gleicher Weise wie eine Parallele[2]) zwischen der positiven Lichtsäule (resp. jeder Schicht derselben) und dem negativen Glimmlicht besteht, so auch das Phänomen der Doppelschichtung mit demjenigen des doppelten Kathodenglimmlichts wesensgleich sein dürfte.

Zum Schluß möchte ich darauf hinweisen, daß man die bisher angewandte Methode, den Einfluß der Stromstärke auf die geschichtete Entladung zu untersuchen, welche in der Anwendung von Gleichstrom besteht, durch ein eleganteres Verfahren ersetzen kann, welches auf der Anwendung von Wechselstrom beruht; bereits Ebert[3]) hat seine Messungen am Hittorfschen Dunkelraum mit Wechselstrom angestellt, ohne sich jedoch der im folgenden angegebenen Anordnung zu bedienen. Wenn man nämlich das Geißlersche Rohr mit einem bekannten Wechselstrom beschickt, so erhält man eine kontinuierliche Übereinanderlagerung der Erscheinungen bei zeitlich veränderter Stromstärke, und man hat nur nötig, die Röhre (resp. gewisse Teile derselben) im rotierenden Spiegel oder mit bewegter photographischer Platte zu photographieren, um auf einer einzigen Photographie die Variation der Schichtlängen resp. des Glimmlichts vom Strome Null bis zu einem gewissen Maximalwert zu erhalten. Diese Methode dürfte weniger zeitraubend sein als die bisher angewandte, bei der man sukzessive Punkt für Punkt der Kurve bestimmen muß; sie dürfte besonders auch deshalb vorzuziehen sein, weil die während des Durchgangs der Entladungen freiwerdenden resp. okkludierten Gase, die den Druck im Entladungsrohr verändern und damit die Messungen mit einem Fehler behaften, unschädlich gemacht werden. Vorausgesetzt ist bei obiger Methode allerdings, daß der angewandte Wechselstrom bekannt ist, aber diese Voraussetzung ist unschwer, z. B. mit Hilfe eines Glimmlichtoszillographen, zu erfüllen, und man kann die von diesem Apparat angezeigte Wechselstromkurve direkt neben der obigen Photographie, auf der gleichen photographischen Platte, aufnehmen. Eine Untersuchung der geschilderten Art wäre schon deshalb von Interesse, um festzustellen, ob die Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten der Schichten bei Gleich- und Wechselstrom dieselben sind, oder ob im Gase Trägheitsphänomene auftreten, die ein momentanes „Mitgehen" verhindern. Daß das negative Glimmlicht bis zu Perioden von rund 700000 per Sekunde noch mit dem Wechselstrom mitgeht, haben die Versuche von Diesselhorst[1]) an Hand des Glimmlichtoszillographen gezeigt, andererseits ist die Helligkeit der einzelnen Teile der Glimmentladung, z. B. auch der positiven Lichtsäule, eine Funktion der Periodenzahl[2]). Ob auch die Schichtdistanz von der Periodenzahl abhängt, wurde bisher nicht untersucht; man sollte erwarten, daß dies der Fall ist, da, wie Herr Lessing[3]) gezeigt hat, die Spannungskurve eines Wechselstroms durch eine Geißlersche Röhre in charakteristischer Weise verändert wird.

1) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verhandl. der Deutsch. Phys. Ges. 10, 223 ff, 1908.
2) E. Goldstein, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. der Wiss. zu Berlin 1876, S. 279; Wied. Ann. 11, 832, 1880.
3) Ebert, l. c.

1) H. Diesselhorst, Verh. D. Phys. Ges. 9, 318, 1907.
2) Vergl. E. Gehrcke, Zeitschr. f. Instrkde. 25, S. 280, Fig. 4 u. 5, 1905. Man erkennt hier, daß das Helligkeitsverhältnis zwischen negativem Glimmlicht und positivem Licht von der Periodenzahl abhängt. — Daß das positive Licht bei sehr schnellen Wechseln verschwindet (resp. eine sehr geringe Helligkeit annimmt), kann bereits aus Versuchen von Ebert und Wiedemann (Wied. Ann. 50, 1, 221, 1893) und von Himstedt (Wied. Ann. 52, 473, 1894) entnommen werden.
3) W. Lessing, Verh. D. Phys. Ges. 6, 340, 1904.

(Eingegangen 28. September 1908.)

Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme.

(Antwort an Herrn R. Rüdenberg.)

Von O. M. Corbino.

In seiner Veröffentlichung vom 1. September erwidert Herr Rüdenberg auf meine Notiz vom 15. Dezember 1907 in einem Tone, welcher mich einigermaßen überrascht hat, weil er von dem Tone abweicht, den Herr Rüdenberg in einigen Briefen angewandt hat, die er mir in den dazwischenliegenden neun Monaten gesandt hat.

Es sei mir gestattet, einige Bemerkungen dazu zu machen, mit dem Wunsche, meinerseits die Polemik zu schließen.

1. Die Priorität des Prinzips der Verwendung von Serienmaschinen kommt also Fitzgerald zu, wie Bethenod nachgewiesen hat. Die Notiz des hervorragenden englischen Physikers in „Éclairage Électrique" von 1892 ist indessen im Inhaltsverzeichnis des betreffenden Bandes nicht aufgeführt und daher von mir nicht bemerkt worden.

Ich habe also ebenfalls, gerade wie Herr Rüdenberg, das Mißgeschick gehabt, daß mir andere in meiner Idee zuvorgekommen sind. Ich habe jedoch nicht, wie Herr Rüdenberg, den Anspruch erhoben, meine Idee zum Gegenstande eines Patentes zu machen. Da aber Herr Rüdenberg betont, daß mir weder die Priorität des Prinzips noch die der Ausführung der Methode zukommt — die ich 14 Tage nach ihm veröffentlicht habe —, und da er weiter erklärt, daß die Versuche mit eisenhaltigen Maschinen keinen Wert besitzen, so könnte ich die Frage aufwerfen, worauf er denn sein Patent genommen hat, da er erst der dritte Entdecker des Prinzips gewesen ist und bei der Ausführung nur 70 Schwingungen erreicht hat, statt der Millionen Wellen, die er in der drahtlosen Telegraphie erhalten will!

Es ist nämlich zu beachten, daß das Ziel, welches sich Herr Rüdenberg gesetzt hat, von meinem sehr verschieden ist. Ich hoffte nur, die Frequenz von wenigen tausend Schwingungen in der Sekunde zu erreichen. Allerdings wußte ich, daß das Eisen ein schweres Hemmnis sei, und da ich wegen Mangels an Mitteln keine eisenfreie Maschine bauen konnte (Verhandlungen wegen einer solchen habe ich bereits seit 1904 mit Herrn Ingenieur Finzi in Mailand und mit der Firma Santarelli-Dall'Eco in Florenz gepflogen), so stellte ich Versuche mit Maschinen mit vielfach unterteiltem Eisen an, um einer Aufforderung nachzukommen, die im Jahre 1906 seitens einer Kommission der Accademia dei Lincei in ihrem Bericht über die Preisverteilung öffentlich an mich ergangen ist.

Herr Rüdenberg hingegen rechnet darauf, Schwingungen von sehr hoher Frequenz zu erhalten, um dadurch dem Äther beträchtliche Energiemengen mitzuteilen. Nur dies habe ich als „etwas gewagt" bezeichnet, und ich habe keinen Anlaß gefunden, meine Meinung hierüber zu ändern.

2. Meine Bemerkung über die Notwendigkeit des Nebenschlußmotors bezog sich auf den Fall, daß die Reihendynamo an Stelle des Bogens der Duddellschen Schaltung benutzt werden sollte, daß also, wie Herr Rüdenberg sagt, eine Trennung zwischen Gleichstrom und Wechselstrom mittels geeigneter Kapazitäten und Selbstinduktionen bewirkt werden sollte.

Die geistreiche Anordnung, welche Herr Rüdenberg jetzt vorschlägt, beruht dagegen auf ganz anderen Grundlagen, denn es spielt hierbei die Umkehrung der Verbindungen zwischen Feldmagnet und Anker für die beiden Stromformen mit.

3. Die Rechnung, die Herr Rüdenberg anstellt, um zu beweisen, daß es keinen Vorteil bietet, die alte Schaltungsweise (Reihendynamo) durch die von mir vorgeschlagene neue (Reihenmotor und Kondensator an den Polen des Ankers) zu ersetzen, ist auf den vorliegenden Fall nicht anwendbar; das beruht auf einem Mißverständnis, für welches Herrn Rüdenberg keinerlei Schuld trifft. In meiner Veröffentlichung in „L'Elettricista"[1]) habe ich nämlich gesagt, daß der Vorteil darin besteht, „in den Zweig AMB (des Feldmagnets) den Nutzstromkreis anzuordnen, der somit einen Teil von r_2 bilden wird". Diese Stelle ist leider in der für diese Zeitschrift angefertigten Abschrift ausgelassen worden. Man sieht nun sofort, daß dann r_f (der Widerstand des Feldkreises) nicht nur aus dem Kupfer der Wicklung besteht, und daß daher die Rechnung des Herrn Rüdenberg nicht mehr gilt. Sie beruht also auf andern Grundlagen und ist von mir entwickelt worden, als ich die Maschine entwarf, die ich dann nicht ausführen lassen konnte. Ich will hier den einfachsten und beweiskräftigsten Teil dieser Rechnung mitteilen, um darzutun, daß man bei der neuen Anordnung auch bei derselben richtig berechneten Maschine Vorteil daraus ziehen kann, daß man sie als Reihendynamo benutzt.

Allerdings muß man berücksichtigen, daß eine einmal gebaute Reihenmaschine, selbst bei den günstigsten Wicklungsverhältnissen, nicht neu gebaut werden kann, so oft man sie mit anderem Arbeitswiderstand verwenden muß. Das wäre erforderlich, um den vorteilhaftesten Wirkungsgrad zu erzielen, hängen doch die günstigsten Bedingungen gerade von dem Widerstand des Nutzstromkreises ab, wenn bei den günstigsten Bedingungen die Möglichkeit der Selbsterregung mit kleinstem Wert für die Umdrehungsgeschwindigkeit gegeben ist.

Man kann sich nun leicht von der Gültigkeit der folgenden Sätze überzeugen, die eine schnelle Lösung des Problems gestatten.

Es seien r_1, r_2, L_1, L_2 die Widerstände und Selbstinduktionen des Ankers und des Feldmagnets, ϱ der Widerstand des Arbeitskreises. Wir wollen setzen:

$$\frac{r_2}{r_1} = r,$$
$$\frac{L_2}{L_1} = m.$$

Es sei ferner K der Proportionalitätskoeffizient zwischen der im Anker entwickelten EMK. und der Feldstromstärke. Bei einem bestimmten Gesamtvolumen Kupfer in den beiden Wicklungen gilt dann:

$$K = a\sqrt{r_1 r_2},$$

wo a nicht von dem Querschnitt der Wicklungen abhängt und proportional der Geschwindigkeit ist.

Ferner ist, immer bei einem bestimmten Raum für die Wicklungen,

1) O. M. Corbino, L'Elettricista 7, 34, 1908.

$$\frac{r_1}{L_1} = \tau_1,$$

$$\frac{r_2}{L_2} = \tau_2,$$

wo τ_1 und τ_2 konstant sind. Verändert man die gesamten Dimensionen der Maschine proportional, also unter proportionaler Vergrößerung oder Verkleinerung aller Teile, so ändern sich τ_1 und τ_2 gleichzeitig umgekehrt wie das Quadrat der linearen Dimensionen der Maschine. Daher bleibt das Verhältnis

$$t = \frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{m}{r} \qquad (1)$$

unverändert, so lange die geometrische Gestalt des Raumes für die Wicklungen gewahrt bleibt.

Was a betrifft, so ist es proportional dem Quadrat der linearen Dimensionen, wenn man die gesamten Abmessungen im Verhältnis verändert und die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers unverändert läßt.

Dies vorausgeschickt, wollen wir die gesamten Abmessungen des Raumes für die Wicklungen ändern und den Wert

$$r = \frac{r_2}{r_1}$$

berechnen, welchem die kleinste Geschwindigkeit für die Selbsterregung der Maschine als Reihendynamo bei einem äußeren Widerstande ϱ entspricht.

Es ist:

$$K = a\sqrt{r_1 r_2} = r_1 + r_2 + \varrho \qquad (2)$$

Den Mindestwert für a, d. h. für die Geschwindigkeit, erhält man für

$$r = \frac{r_2}{r_1} = 1 + \frac{\varrho}{r_1} \qquad (3)$$

und der entsprechende Wert von a wird durch

$$a = 2\sqrt{1 + \frac{\varrho}{r_1}}$$

gegeben.

Wie man sieht, hängt das Verhältnis r vom Widerstande ab. Soll ferner a möglichst klein werden und dabei immer oberhalb des Grenzwertes 2 bleiben, so muß $\frac{\varrho}{r_1}$ sehr klein sein. Eine Grenze für die Steigerung von r_1 ist durch Konstruktionsschwierigkeiten und andere Gründe gesetzt (zu große Selbstinduktionen und somit zu hohe Spannungen bei hochfrequenten Schwingungen). Der Wert

$$r = 1$$

würde nur bei zu vernachlässigendem äußerem Widerstande der günstigste sein. In Wirklichkeit wird man also gemäß (3) zweckmäßig einen etwas höheren Wert für r wählen, der aber immer sehr nahe an 1 liegen wird.

Nachdem dieser Wert festgelegt und die Maschine gebaut ist, wollen wir sie nun mit einem äußeren Widerstande ϱ' benutzen, und zwar sei

$$\varrho' > \varrho.$$

Wir werden zur Selbsterregung eine andere Geschwindigkeit gebrauchen, und zwar einen Wert von a, der sich aus Gleichung (2) ergibt. Es wird also

$$a\sqrt{r} = 1 + r + \frac{\varrho'}{r_1}$$

sein.

Wenn wir hingegen dieselbe Maschine in der neuen Anordnung verwenden, so werden wir zur Selbsterregung einen anderen Wert von a nötig haben, den wir mit a_1 bezeichnen wollen[1]):

$$a_1\sqrt{r_1 r_2} > \frac{1}{m} r_2 + \frac{1}{m}\varrho' + m r_1,$$

also:

$$a_1\sqrt{r} > m + \frac{1}{m} r + \frac{1}{m}\frac{\varrho'}{r_1}.$$

Soll die neue Geschwindigkeit kleiner sein als die ursprüngliche, so muß

$$a_1 < a$$

sein, und dazu muß notwendig

$$m + \frac{1}{m} r + \frac{1}{m}\frac{\varrho'}{r_1} < 1 + r + \frac{\varrho'}{r_1},$$

oder — unter Berücksichtigung von Gleichung (1)

$$\frac{\varrho'}{r_1} > r(t-1)$$

sein.

Für eine Maschine von normaler Gestalt, wie ich sie untersucht habe, ist nun

$$t = 4.$$

Da nun, wie wir gesehen haben, r wenig von 1 verschieden sein muß, so wird diese letzte Bedingung durch

$$\varrho' > 3 r_1$$

befriedigt werden.

Sobald also der Widerstand im Arbeitskreise den Ankerwiderstand um einen gewissen Betrag übersteigt, ist bei der neuen Anordnung eine geringere Geschwindigkeit zur Selbsterregung erforderlich, trotzdem die Maschine unter den günstigsten Verhältnissen für Reihenschaltung gebaut worden ist.

Mit anderen Worten: Die neue Schaltungsweise erweitert das Verwendungsgebiet derselben Maschine, denn sie gestattet, die zur Selbsterregung erforderliche Geschwindigkeit zu vermindern, wenn der Widerstand im Arbeitskreise nicht sehr klein ist.

1) O. M. Corbino, a. a. O.

Palermo, 17. September 1908.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. September 1908.)

Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht.

Von John A. Anderson.

Wenn ein Strahl geradlinig polarisierten Lichtes senkrecht auf eine zur optischen Achse parallel geschnittene Turmalinplatte fällt, so wird er absorbiert oder hindurch gelassen, je nachdem die Achse des Turmalins parallel oder senkrecht zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes ist. Ist die Anordnung derart, daß das Licht absorbiert wird, so wird innerhalb einer gegebenen Zeit ein bestimmter Betrag an Wärmeenergie von der Lichtquelle in die Turmalinplatte übergegangen sein, und da selbstverständlich die erstere eine hohe, die letztere eine niedrige Temperatur hat, so ist klar, daß die Entropie des Systems zugenommen haben wird. Die gleiche Vergrößerung der Entropie würde nicht stattgefunden haben, wenn die Orientierung des Systems derart war, daß das Licht hindurch gelassen wurde.

Da die Entropie eines Systems immer zu wachsen strebt, so erschien es von einigem Interesse zu untersuchen, was wohl bei folgender Anordnung eintritt: Eine Turmalinplatte ist so aufgehängt, daß sie sich frei um eine zu den beiden Flächen senkrechte Achse drehen kann; auf diese Platte fällt in Richtung der optischen Achse ein Strahl geradlinig polarisierten Lichtes so, daß die Polarisationsebene mit der optischen Achse des Turmalins einen Winkel von 45^0 bildet. Dieses Experiment wurde von dem Verfasser im physikalischen Laboratorium der Universität von Virginia Juli 1908 ausgeführt, und zwar mit dem, wenn auch nicht absolut entscheidenden Resultat, daß auf den Turmalin ein Drehmoment wirkt, das seine optische Achse parallel zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes zu stellen sucht. Mit anderen Worten: das System sucht sich so zu stellen, daß ein möglichst großer Prozentsatz an Licht absorbiert wird.

Der Apparat bestand aus einer feinen, 1 qcm großen und 2,96 mm dicken Turmalinplatte von fast genau 1 g im Gewicht. Die Platte war an dem einen Ende eines kurzen geraden Kupferdrahtes befestigt, an dem sich gleichzeitig ein kleiner ebener Spiegel befand. Das System wurde in einem passenden evakuierbaren Gefäß mit ebenen Glasdeckel und Boden aufgehängt; die Aufhängung geschah derart, daß das System eine Periode von 29,5 Sekunden besaß. Aus der Periode und dem Trägheitsmoment wurde berechnet, daß das für eine Ablenkung von 1 cm in einer Entfernung von 1 m an der Skala erforderliche Moment $2{,}5 \times 10^{-5}$ cm/Dynen betrug. Ein nahezu vollkommen paralleler Lichtstrahl einer Bogenlampe wurde in vertikaler Richtung an einem ebenen Silberspiegel reflektiert und vor Eintritt in das Gefäß mittels eines Nicols in geradlinig polarisiertes Licht übergeführt.

Da das aufgehängte System hinsichtlich seiner optischen Achse nicht vollkommen symmetrisch war, so wurde gefunden, daß sich der Nullpunkt konstant in einer Richtung bewegte, wenn man das Licht auf den Turmalin fallen ließ. Das rührte zweifellos von der radiometrischen Einwirkung her und möglicherweise von dem Lichtdruck. Die Bewegung war jedoch viel geringer, wenn der Winkel zwischen der Polarisationsebene und der optischen Achse des Kristalls $+45^0$, als wenn er -45^0 betrug. Im ersteren Fall lieferten 20 Versuche durchschnittlich eine Zeit von 150 Sekunden für eine Ablenkung von 30 cm; betrug der Winkel -45^0, so war dagegen eine Zeit von 90 Sekunden erforderlich, um die gleiche Ablenkung zu bewirken.

Alle diese Versuche wurden in einem hohen Vakuum ausgeführt, soweit sich dieses in dem Gefäß mittels einer Gaede-Rotationsquecksilberpumpe nur eben erzeugen ließ. Die Versuche wurden bei verschiedenen Drucken bis zu 10 oder 15 cm Quecksilber wiederholt; die Ergebnisse waren qualitativ dieselben, in jedem Falle war die Ablenkung geringer, wenn der obige Winkel $+45^0$ als wenn er -45^0 betrug. Die Nullpunktsbewegung in einer Richtung, obgleich bei verschiedenen Drucken etwas verschieden, konnte indes nicht vermieden werden.

Wenn Obiges die Ursache für die Bewegung bildet, so muß letztere verschwinden, wenn das aufgehängte System symmetrisch zur Rotationsachse gefertigt wird.

Die Versuche waren nur vorläufige, im kommenden Winter wird eine sorgfältigere Untersuchung dieser Frage im physikalischen Laboratorium der Johns Hopkins Universität ausgeführt werden.

Physikalisches Laboratorium der Johns Hopkins Universität, 15. August 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Richard Lucas.)

(Eingegangen 30. August 1908.)

Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten.

(Ein Nachwort.)

Von Emil Bose.

Vor längerer Zeit[1]) habe ich auf theoretischem Wege gezeigt, daß bei der experimentellen Untersuchung binärer Flüssigkeitsgemische mit kriti-

1) Diese Zeitschr. 8, 347, 1907.

schem Lösungspunkt Anomalien der inneren Reibung zu erwarten sind, die von ähnlicher Art sein können, wie die bei anisotropen Flüssigkeiten beobachteten Erscheinungen dieser Art. Als ich meine diesbezüglichen Überlegungen auf der XIV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft vortrug, wurde in der Diskussion die Möglichkeit derart intensiver Effekte bei Emulsionen bezweifelt.

Inzwischen hat mein damaliger Diskussionsgegner, Herr Prof. Rothmund, gelegentlich einer interessanten Experimentalarbeit über die kritische Trübung[1]) Versuche über die Viskositätsanomalien von kritischen Emulsionen angestellt und in der Tat experimentell den Nachweis geführt, daß ein Verlauf der inneren Reibung, wie ich ihn vorher ohne jedes Experiment vorausgesagt hatte, wirklich beobachtet werden kann.

Nachdem nun der Verfasser inzwischen[2]) gemeinsam mit F. Conrat nachgewiesen hatte, daß auch bei den reinsten anisotropen Flüssigkeiten und unter einwandfreien Versuchsbedingungen nicht ein wirklicher Sprung, sondern eine auf ein meßbares Temperaturintervall ausgedehnte quasiunstetige Änderung der Viskosität stattfindet, ist also meine damalige theoretische Beweisführung, daß die Reibungsanomalien der anisotropen Flüssigkeiten nicht als Experimentum crucis gegen die Tammannsche Emulsionstheorie gelten könnte, nunmehr auch experimentell in jeder Hinsicht bestätigt worden. Dies ist um so mehr der Fall, als auch Herr Prof. Schenck, gegen dessen Diskussionseinwand sich die erwähnten Versuche von Bose und Conrat wandten, diese Versuche[3]) mit weiter verbesserten Hilfsmitteln wiederholt hat, aber nur den von uns (l. c.) festgelegten Kurvenverlauf bestätigen konnte.

Wenn wir (B. und C.) aber schon gelegentlich unserer gemeinsamen Veröffentlichung darauf hinwiesen, daß uns eine emulsionstheoretische Deutung des Viskositätsverlaufs anisotroper Flüssigkeiten nicht angebracht erscheine, so muß ich diesen vorsichtigen Ausspruch nunmehr dahin erweitern, daß mir nach den neuesten Befunden Vorländers[4]), insbesondere nach der Realisierung dickerer Schichten völlig klarer durchsichtiger anisotroper Flüssigkeit, jede emulsionstheoretische Deutung absolut ausgeschlossen erscheint. Das Bedürfnis nach einer Ausgestaltung der Theorie der sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten scheint demnach dringend vorzuliegen. In dem folgenden Aufsatz mache ich den Versuch, eine früher kurz skizzierte Auffassung der anisotropen Flüssigkeiten etwas ausführlicher zu entwickeln.

(Eingegangen 29. September 1908.)

1) Zeitschr. f. physik. Chem. **63**, 54, 1908.
2) Diese Zeitschr. **9**, 169, 1908.
3) Einer persönlichen Mitteilung zufolge.
4) Ber. d. d. chem. Ges. **41**, 2033, 1908; siehe darüber auch den folgenden Artikel.

Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten.

Von E. Bose.

Ich habe früher[1]) an dieser Stelle eine kurze Skizze einer rein kinetischen Vorstellung entworfen für die anisotropen Zustände, welche bei den sogenannten „kristallinischen" Flüssigkeiten vorliegen. Diese ging aus von dem wichtigen Befunde Vorländers, daß der anisotrope Zustand nur bei Substanzen beobachtet wird, denen eine langgestreckte Molekularkonstitution zukommt. Die Überlegungen, welche ich damals nur anhangsweise kurz an die Behandlung verschiedener anderer Fragen knüpfte, möchte ich im folgenden etwas weiter ausführen.

Boltzmann unterscheidet auf S. 20 u. folg. des 1. Bandes seiner klassischen Darstellung der Gastheorie molar ungeordnete und molekular ungeordnete Zustände. Erstere sind dadurch charakterisiert, daß innerhalb eines endlichen, eine größere Anzahl von Molekülen umfassenden Raumelementes die Geschwindigkeitskomponenten nicht mehr völlig willkürlich verteilt sind, sondern etwa eine gemeinsame translatorische Bewegung oder ein anderweitig geordneter Bewegungszustand sich über die regellose Verteilung superponiert, so daß damit eine Vorzugsrichtung in dem betrachteten Raumelement gegeben ist. Erst das Fehlen einer solchen Vorzugsrichtung charakterisiert die auch molekular ungeordneten Zustände.

Solange man die Molekeln mit ausreichender Annäherung als absolut glatte, undeformierbare elastische Kugeln betrachten darf, deren Schwerpunkt im Kugelmittelpunkt liegt (z. B. für einatomige Gase), spielen irgendwelche Rotationen der Moleküle gar keine Rolle, die Koordinaten des Kugelmittelpunktes genügen völlig zur Bestimmung der Lage des einzelnen Moleküls. Dies wird sofort anders, sobald wir etwa den Schwerpunkt exzentrisch legen oder von der Kugelform abgehen; dann sind eben je nach dem Grade der Symmetrie mehr Variable zur Charakterisierung der Lage eines Moleküls notwendig. Für den von uns zu betrachtenden Fall genügt es, die Moleküle etwa als (absolut glatte, undeformierbare, elastische) verlängerte Rotationsellipsoide (mit zentralem Schwerpunkt) zu betrachten; in diesem Falle müssen zur Charakterisierung der Lage einer Molekel außer den drei Schwerpunktskoordinaten

1) Diese Zeitschr. **8**, 513, 1907. Siehe die letzten Abschnitte des Artikels.



noch zwei Winkel behufs Angabe der Längsachsenrichtung gegeben sein.

Bis jetzt haben wir keinerlei Voraussetzung über den gegenseitigen Abstand der Moleküle gemacht. Haben wir es mit einem Gase zu tun, wo die mittlere Weglänge groß gegen den mittleren Abstand zweier Molekülschwerpunkte ist, bemerkt Boltzmann ganz richtig, werden molar ungeordnete Zustände (bei einem jeder äußeren Einwirkung entzogenen System) schnell in molekular ungeordnete übergehen, weil jedes Molekül sich nach jedem Zusammenstoß schon von seinen früheren Nachbarn entfernt hat. Bei Flüssigkeiten wird der sehr viel kleinern Weglänge wegen eine Durchmischung weit weniger schnell stattfinden und eine nur molare, aber nicht molekulare Unordnung verhältnismäßig beständiger sein können.

Nun wird eine molekulare Unordnung durch äußere Einwirkung in durchaus verschiedener Weise molar ungeordnet werden können. Betrachten wir z. B. ein aus Ellipsoid-Molekülen bestehendes Gas, so kann z. B. durch einseitige Erwärmung darin eine Zirkulation entstehen, welche für die Schwerpunktsbewegung die molekulare Unordnung zerstört, während für die Achsenrichtungen noch völlige Gleichberechtigung aller Richtungen, d. h. völlige molekulare Unordnung bestehen kann. Andererseits könnten wir uns auf das völlig isotherm gehaltene Gas Richtkräfte (z. B. magnetischer oder elektrischer Natur) ausgeübt denken, welche den molekular ungeordneten Zustand bezüglich der Achsenrichtungen stören, während bezüglich der Schwerpunktbewegung die molekulare Unordnung völlig gewahrt bleiben könnte. Auf der Annahme der letzteren Sonderung beruht z. B. Langevins kinetische Theorie des Dia- und Para-Magnetismus[1]).

Meine früher ausgesprochene kinetische Vorstellung von dem Wesen der anisotropen Flüssigkeiten geht nun dahin, daß sie in diesen bezüglich der Achsenrichtung der Moleküle molekular geordnete, aber molar ungeordnete Zustände annimmt. Eine endliche Masse trüber anisotroper Flüssigkeiten würde nach dieser Anschauungsweise aus Molekülschwärmen bestehen, derart, daß in jedem solchen Schwarm die Moleküle zwar völlig frei beweglich, aber bezüglich ihrer Richtungen mit einer Vorzugsrichtung behaftet wären[2]). Die Trübung wäre durch das Durcheinander der verschiedenen Schwärme bedingt, da die Schwarmgrenzen als Unstetigkeitsflächen die

1) Ann. Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905.

2) Von dem Begriff der Schwarmbildung mit anisotroper Struktur hat H. Ambronn gelegentlich einer Abhandlung über den Pleochroismus in Metallspiegeln (diese Ztschr. **8**, 665, 1907) unter Hinweis auf meine frühere Arbeit (l. c.) Gebrauch gemacht.

Zerstreuung einfallenden Lichtes bewirken würden[1]). Um ein rohes Bild von der Gesamtheit solcher Schwarmhaufen zu geben, möchte ich etwa einen feinen Seifenschaum nennen, bei dem das Innere jedes Bläschens einem mit Vorzugsrichtung versehenen Molekelschwarm entspräche, die Schaumlamellen den Schwarmgrenzen entsprächen. Es soll dies Bild aber nur gewissermaßen eine Momentaufnahme repräsentieren, denn während der Schaum ein relativ stabiles Gebilde ist, wären die Schwarmgrenzen des anisotrop flüssigen Zustandes wahrscheinlich als in ununterbrochener Bewegung begriffen anzusehen, falls sie nicht durch besondere Kunstgriffe einigermaßen festgelegt werden[2]).

Ziemlich nahe steht dieser Auffassung der Struktur einer anisotropen Flüssigkeit die neuerdings von P. Weiß[3]) geäußerte und mit vorzüglichem Erfolg verwertete Auffassung der ferromagnetischen Metalle. Er macht die Hilfsannahme, „daß die scheinbare Isotropie dieser Metalle durch die Durcheinanderlagerung von Elementarkristallen entsteht", die für sich jeder anisotrop sind. Jeder Elementarkristall entspricht also einem Molekülschwarm mit ausgeprägter Vorzugsrichtung, nur daß im flüssigen Zustand durch die freie Beweglichkeit der Moleküle (Fehlen eines Raumgitters) das System ein sehr viel beweglicheres ist.

Über das Zustandekommen der Schwarmbildung können wir uns folgende Vorstellung bilden, für die wir uns die Zustandsgleichung der Flüssigkeit in der Form der van der Waalschen Gleichung:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$$

zugrunde legen wollen.

Der Kohäsionsdruck $\frac{a}{v^2}$ ist bekanntlich bestrebt, das von der Flüssigkeit eingenommene Volumen zu verkleinern; dem wirkt aber nächst

1) Die Möglichkeit, klare anisotrope Flüssigkeiten zu erhalten, würde demnach mit der Möglichkeit der Ausbildung makroskopischer Schwärme zusammenfallen, die außer von den äußeren Bedingungen (Temperatur usw.) von den individuellen Eigenschaften der Substanz bedingt sein wird (s. w. u.).

2) Der für die optische Beobachtung von O. Lehmann angewendete Kunstgriff des Zusatzes einer anderen Substanz (Kolophonium oder anderes) zu dem Präparat würde im Sinne unserer Anschauungen darauf hinauslaufen, daß die Hauptsubstanz durch den Zusatz überwiegend in so kleine Tröpfchen zerlegt wird, daß ein einzelner Schwarm mit ausgeprägter Vorzugsrichtung ein ganzes Tröpfchen einzunehmen vermag. Die einzelnen Schwärme werden also durch Lehmanns Kunstgriff gewissermaßen isoliert und bekommen zugleich durch die Grenzflächenspannung an der Tropfenoberfläche eine wohldefinierte und stabile Begrenzung. Steht nun die Vorzugsrichtung des so begrenzten Schwarmes vertikal zur Ebene des Objektträgers, so haben wir den Tropfen in erster, liegt sie parallel der Fläche desselben, in zweiter Lehmannscher Hauptlage.

3) Diese Zeitschr. **9**, 358, 1908.

der in der Größe b zum Ausdruck kommenden Raumerfüllung der Molekeln insbesondere die Lebhaftigkeit der Eigenbewegung der Moleküle entgegen, die mit steigender Temperatur eine Volumzunahme liefert. Bei Abkühlung nimmt die Lebhaftigkeit der Molekularbewegung ab, der überwiegende Kohäsionsdruck veranlaßt so lange Volumabnahme, bis die mit der verminderten mittleren Entfernung der Molekülzentren rapid wachsende Stoßzahl ihm wieder das Gleichgewicht hält.

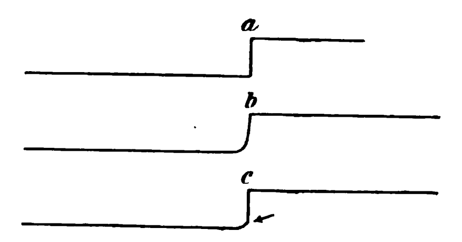
Nehme ich jetzt eine Flüssigkeit mit langgestreckten Molekülen (stark verlängerte Rotationsellipsoide, deren Achsenverhältnis oder Formfaktor $\frac{L}{l}$ sei), so wird bei genügend hoher Temperatur die Flüssigkeit in jeder Beziehung isotrop sein, da die Lebhaftigkeit der Wärmebewegung nicht nur für die Schwerpunkte, sondern auch für die Achsenrichtungen der Moleküle molekular ungeordnete Zustände schaffen wird. Ein Schwarm zufällig geordneter Molekeln würde immer sofort wieder zerfallen. Nimmt aber die Temperatur und damit die lebendige Kraft sowohl der fortschreitenden als auch der Rotations-Bewegungen der Moleküle ab, so wird ein Punkt kommen können, bei welchem die schwarmartigen bezüglich der Achsenrichtung nur noch molar, aber nicht mehr molekular ungeordneten Systeme einen stabileren Zustand darstellen als die völlig molekular ungeordneten, weil der schwarmartige Zustand wegen der überwiegend gleichgerichteten Moleküle eine günstigere Raumerfüllung[1]), also einen kleineren Wert von b und damit die Möglichkeit einer Volumabnahme eines Anwachsens von $\frac{a}{v^2}$ bietet. Unterhalb einer gewissen Grenztemperatur werden also unter Volumkontraktion die trübflüssigen bezüglich der Achsenrichtung einigermaßen geordneten Zustände stabil. In der Tat findet man bei den typischen anisotropen Flüssigkeiten ein quasi-sprungweises Anwachsen der Dichte beim Abkühlen unter den Klärungspunkt[2]).

Fassen wir die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur eintretende Trübung derart als durch eine günstigere Raumerfüllung (also eine unstetige Veränderung von b) bedingt auf, so erhebt sich im Sinne meiner früheren Ausführungen die Frage, ob eine wirklich sprungweise oder nur eine sehr schnelle quasi-sprungweise Änderung von b vorliegt. Außer diesen

1) Will man sich eine ganz grobsinnliche, stark übertriebene Vorstellung von dieser günstigeren Raumerfüllung machen, so möge man etwa an eine Zigarrenkiste denken, in welche sehr viel mehr Exemplare in geordneter Lage hineinpassen als in buntem Durcheinander beliebiger Richtungen.

2) Vgl. besonders R. Schenck, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle, Leipzig 1905, S. 48 u. f.

beiden extremen Fällen wäre noch eine Kombination beider denkbar, eine sprunghafte Änderung nebst einer über ein gewisses Temperaturgebiet ausgedehnten Änderung des b. Die drei verschiedenen Möglichkeiten sind in der beigefügten Skizze als Typus a, b und c angedeutet.



Die erste Möglichkeit der rein sprungweisen Änderung dürfte wohl insbesondere nach den Versuchen von F. Conrat und dem Verfasser[1]) für trübe anisotrope Flüssigkeiten abzulehnen sein, dagegen ist bisher wohl kaum mit voller Sicherheit zwischen den Typen b und c zu entscheiden. Wenngleich die ebenerwähnten Versuche von Bose und Conrat nach Ansicht des Verfassers einigermaßen deutlich für Typus b sprechen, so scheinen sie doch nach c sicher ebensogut verständlich und dilatometrische Versuche, welche Herr Dr. Conrat auf meine Veranlassung ausgeführt hat, lassen möglicherweise sogar den Typus c als wahrscheinlicher erscheinen.

Stellen wir uns nun die Frage, in welcher Weise wir etwa die unterhalb einer bestimmten Temperatur eintretende Veränderung von b in der van der Waalsschen Gleichung zum Ausdruck bringen könnte, so ist diese Frage, solange wir nur eine rein formale Darstellung unter Verzicht auf jedwede Veranschaulichung verlangen, leicht mittels diskontinuierlicher Faktoren zu erledigen.

Fall a würde z. B. folgendermaßen sich gestalten. Im klarflüssigen Gebiet, d. h. für Temperaturen höher als die Klärungstemperatur Θ, genüge die Darstellung durch die übliche Zustandsgleichung

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT.$$

Für $T<\Theta$ soll an Stelle von b treten

$$b'=b-\Delta,$$

wo Δ eine von T unabhängige, für die betreffende Substanz charakteristische Konstante ist. Wir nehmen nun eine Hilfsvariable u hinzu, auf deren physikalische Deutung wir verzichten, und ergänzen die Zustandsgleichung in folgender Weise:

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)\left(v-b+\frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty\frac{\sin u}{u}\cos\frac{T}{\Theta}u\,du\right)=RT.$$

1) E. Bose und F. Conrat, diese Zeitschr. 9, 169, 1908.

Das hinzugefügte Glied

$$\frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u} \cos \frac{T}{\Theta} u \, du$$

hat die Eigenschaft, für alle Werte von $T > \Theta$ zu verschwinden, dagegen für alle Werte von $T < \Theta$ den konstanten Wert Δ zu ergeben. Für $T \equiv \Theta$ ist der Wert des Ausdrucks $\frac{\Delta}{2}$, was etwa dem physikalisch bedeutungslosen dritten Volum der van der Waalsschen Kurven entsprechen würde.

Fall b würde sich jedenfalls mit genügender Annäherung durch die Zustandsgleichung:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)\left(v - b + \frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u} \cos \frac{T}{\Theta} u \, du\right.$$
$$\left. - \frac{\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{u \sin(\Theta - T)u + \alpha \cos(\Theta - T)u}{\alpha^2 + u^2} du\right) = RT$$

darstellen lassen, da für alle Werte von $T \geq \Theta$ beide bestimmte Integrale einzeln oder zusammen verschwinden, für alle Werte von $T < \Theta$ dagegen der erste Zusatzausdruck wie vorher gleich Δ, der zweite gleich $-\Delta e^{-\alpha(\Theta - T)}$ wird. Unterhalb der Klärungstemperatur beginnt daher eine Abnahme von b, die sich allmählich dem Grenzwerte Δ nähert. Die Abnahme von b beim Unterschreiten der Klärungstemperatur erfolgt um so schroffer, je größer die als Charakteristikum der Substanz zu betrachtende und jedenfalls in erster Linie vom Formfaktor abhängige Konstante α ist; für $\alpha = \infty$ geht Fall b in Fall a über.

Fall c schließlich würde sich von b nur dadurch unterscheiden, daß die Δ-Konstanten der beiden Zusatzausdrücke verschieden sind. Die Zustandsgleichung würde:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)\left(v - b + \frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u} \cos \frac{T}{\Theta} u \, du\right.$$
$$\left. - \frac{\Delta'}{\pi}\int_0^\infty \frac{u \sin(\Theta - T)u + \alpha \cos(\Theta - T)u}{\alpha^2 + u^2} du\right) = R\,T,$$

wo $\Delta' < \Delta$ sein müßte.

Beim Unterschreiten von Θ würde die Volumkonstante der van der Waalsschen Gleichung von b auf $b - \Delta + \Delta'$ springen und dann asymptotisch gegen den Wert $b' = b - \Delta$ konvergieren. Auch dieser Fall würde für $\alpha = \infty$ in Fall a übergehen.

Im übrigen sei nochmals hervorgehoben, daß es sich hier um eine rein formale Ausdrucksweise, also höchstens um eine Beschreibung im Kirchhoffschen Sinne, keineswegs aber um eine Erklärung irgendwelcher Art handelt. Demgemäß ist und bleibt diese Erweiterung der van der Waalsschen Gleichung theoretisch absolut unbefriedigend. Was die Lage von Θ im Verhältnis zur kritischen Temperatur der klaren Flüssigkeit $\vartheta = \frac{8a}{27bR}$ betrifft, so wird die Stabilität der Schwarmzustände bei um so höheren Werten von T eintreten, je mehr die Molekülform von der Kugel abweicht, je größer also das Verhältnis $\frac{L}{l}$ von langer Achse zu kurzer Achse (der Formfaktor des gestreckten Rotationsellipsoids) wird; mit wachsendem Formfaktor würde sich Θ wahrscheinlich der kritischen Temperatur mehr und mehr nähern. Ein Wachsen von Θ über ϑ hinaus, was gleichbedeutend sein würde mit dem Auftreten anisotroper Zustände im (wenn auch stark komprimierten) Gaszustande, dürfte jedoch wohl kaum möglich sein, weil man bei dem heutigen Stande der Chemie kaum imstande sein dürfte, den Formfaktor einigermaßen starrer Moleküle über ein bescheidenes Maß zu steigern. Langgestreckte Moleküle, wie sie etwa den höheren Gliedern der Reihe der normalen Fettkohlenwasserstoffe zukommen, werden ihrer Konstitution nach eine erhebliche innere Beweglichkeit besitzen, und wir werden nicht erwarten dürfen, ihr Verhalten unter der Annahme starrer Ellipsoide mit genügender Annäherung darstellen zu können[1]).

Kehren wir nun zu unserer kinetischen Auffassung der anisotropen Flüssigkeitszustände zurück, so haben wir innerhalb eines Molekularschwarmes die Molekülschwerpunkte als völlig frei beweglich zu betrachten, insbesondere kann noch von keinem Gravitieren um eine bestimmte Ruhelage gesprochen werden. Die Substanz entspricht also in dieser Beziehung durchaus den kinetischen Anschauungen über eine Flüssigkeit; von einem Raumgitter, gleichviel ob starr oder leicht deformierbar, und einer dadurch bedingten eigentlich kristallographischen Symmetrie ist noch durchaus nicht die Rede. Dagegen ist jeder einzelne Molekülschwarm für sich schon ein anisotropes Gebilde, da die Moleküle des Schwarmes eine für eine bestimmte Richtung überwiegend hervortretende mittlere Achsenorientierung haben. Längs der mittleren Achse des Schwarmes wird z. B. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes eine andere sein als in den senkrecht zu ihr verlaufenden, unter sich sämtlich gleichberechtigten Richtungen. Ähnliches wird von allen vektoriellen Eigenschaften innerhalb eines Schwarmes gelten. Oberhalb einer bestimmten Temperatur Θ sind

1) Molekeln der letztgenannten Art können zu ganz anderen Eigentümlichkeiten Veranlassung geben, auf die ich bei späterer Gelegenheit zurückzukommen gedenke.

diese Anisotropien nicht existenzfähig; ein Verhalten, das durchaus zu vergleichen ist dem plötzlichen Verschwinden der spontanen Magnetisierung ferromagnetischer Materialien oberhalb einer gewissen Temperatur. Die Analogie tritt besonders deutlich hervor beim Vergleich mit den hochinteressanten Ausführungen von Pierre Weiß über molekulares Feld und Ferromagnetismus. Beim Ferromagnetismus wirkt auf ein Molekül die Gesamtheit der benachbarten Moleküle durch das von ihr ausgeübte molekulare Feld und bewirkt die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur Θ stabile polare Anisotropie, die oberhalb Θ durch die überwiegende Intensität der Wärmebewegung zerstört wird. Bei den anisotropen Flüssigkeiten wirkt auf ein Molekül die Gesamtheit der benachbarten Moleküle durch die vom Formfaktor bestimmte Art der Raumerfüllung und bewirkt damit die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur Θ stabile anisotrope Anordnung, die oberhalb Θ durch die überwiegende Intensität der Wärmebewegung der Zerstörung anheimfällt.

Gerade diese Analogie erscheint mir zur Veranschaulichung der von mir ausgesprochenen Auffassung von dem Zustandekommen der anisotropen Zustände in Flüssigkeiten überaus willkommen, besonders, da im Falle des Ferromagnetismus die Auffassung einer rechnerischen Formulierung zugänglich ist, für welche mir im Falle der anisotropen Flüssigkeiten noch der geeignete Ausdruck fehlt.

Es wäre nun kurz noch die Frage zu erörtern, welche Bedingungen einer besseren Ausbildung der Schwarmzustände günstig sein würden. Hier liegt zunächst auf der Hand, daß ein Sinken der Temperatur und damit eine Abnahme der Lebhaftigkeit sowohl der fortschreitenden wie der drehenden Bewegungen der Moleküle eine Vergrößerung der Einzelschwärme ermöglichen und überhaupt die Stabilität der Schwarmzustände vergrößern wird. Andererseits wird die Anwesenheit fester Wände sowohl wegen der Beschränkung der Ortsveränderungen der der Wand anliegenden Molekeln, sowie auch wegen der auftretenden Adhäsionskräfte günstig wirken. Diese letzteren scheinen stets in der Richtung zu wirken, daß die Moleküle sich mit ihren Längsachsen senkrecht zur Wand einstellen. Sehr dünne Schichten zwischen Objektträger und Deckglas erscheinen dann im parallelen Lichte zwischen gekreuzten Nicols dunkel und Lehmann hat solche Zustände als pseudoisotrop bezeichnet, weil eine Verschiebung des Deckglases genügt, um die Ordnung zu zerstören und die Anisotropie hervortreten zu lassen[1]).

1) In gleichem Sinne günstig wirkt die Isolierung einzelner Schwärme, wie sie Lehmann durch seine Zusätze erzielt (vgl. Anmerkung 2 auf S. 709, rechte Spalte).

Nunmehr ist es Vorländer[1]) im Verlauf seiner eminent zielbewußten Arbeiten gelungen, Verbindungen zu erhalten, deren anisotrop flüssige Zustände sich bei erheblich tieferen Temperaturen, teilweise noch bei Zimmertemperatur untersuchen lassen. Hier sind die Bedingungen für die Ausbildung größerer Schwärme mit Vorzugsrichtung schon außerordentlich viel günstiger und nur noch dickere Schichten der Verbindungen erscheinen trübe, während Schichten bis zu 0,3 mm Dicke schon klar erhalten werden können. Im konvergenten polarisierten Lichte zeigen diese Schichten in prachtvollster Weise das Verhalten einachsiger Kristalle und weisen zum Teil, nämlich bei optisch aktivem molekularem Bau[2]), auch intensives Drehungsvermögen auf.

Von besonderer Bedeutung für die Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten dürfte zweifelsohne der direkte mechanische Nachweis der Existenz der angenommenen Schwarmaggregate sein, und es erhebt sich die Frage, ob sich derselbe experimentell erbringen läßt und eventuell mit welchen Mitteln. Von den optischen Eigenschaften der trübflüssigen Zustände wollen wir von vornherein absehen, denn da es sich bei unserer Schwarmvorstellung um ein mechanisches Bild handelt, wäre sicherlich ein mechanischer Nachweis bei weitem am zufriedenstellendsten.

Ein solcher mechanischer Nachweis dürfte sich vielleicht im Anschluß an die Viskositätsanomalien der anisotropen Flüssigkeiten erbringen lassen. Die innere Anisotropie eines Schwarmes wird insbesondere auch die Ortsänderungen eines Moleküls derartig beeinflussen, daß die Komponenten der mittleren freien Weglänge in Richtung der mittleren Schwarmachse erheblich größer sein werden als in den Richtungen senkrecht dazu, da in Richtung der Achse die Molekularquerschnitte ein Minimum sind. Innerhalb eines jeden Schwarmes wird man also auch bezüglich der inneren Reibung eine Anisotropie haben, die sich bei Viskositätsmessungen derart Geltung verschaffen wird, daß die schwarmartig bezüglich der Richtung geordneten Zustände sich den völlig ungeordneten überlegen erweisen, wodurch sich die kleinere Reibung innerhalb des trübflüssigen Gebietes erklärt.

Würde man nun in der Lage sein, die Reibung unter Bedingungen zu untersuchen, bei welchen durch geeignete Versuchsbedingungen die Richtungsordnung der Schwarmzustände systematisch fortgesetzt zerstört wird, so sollten unter solchen Umständen die Viskositätsanomalien ausbleiben oder jedenfalls erheblich vermindert werden. Eine solche Beeinflussung der

1) Ber. d. d. Chem. Ges. **41**, 2033, 1908.

2) z. B. beim Vorhandensein eines asymmetrischen Kohlenstoffatoms im Molekül.

Schwärme erscheint nun durchaus möglich, wenn man den Kapillardurchmesser der Reibungsröhren soweit wie irgend möglich heruntersetzt und in solchen feinsten Kapillaren statt des Poiseuilleschen den sogenannten hydraulischen Zustand erzeugt.

Bekanntlich existieren beim Durchfluß von Gasen und Flüssigkeiten durch Röhren zwei prinzipiell voneinander verschiedene Strömungszustände, welche durch ein ziemlich breites Übergangsgebiet verbunden sind, innerhalb dessen keiner der beiden Zustände dauernd existenzfähig ist, so daß die beiden Zustände einander fortgesetzt gegenseitig ablösen. Der bei kleinen Durchflußgeschwindigkeiten stabile Zustand ist der dem Physiker geläufigere Poiseuillesche Zustand, bei welchem koaxiale Flüssigkeitszylinder sich geordnet ineinander verschieben und die Geschwindigkeit von dem Maximalwert in der Achse nach einem parabolischen Gesetz abnimmt, um an der Rohrwandung Null zu werden. In diesem geordneten Strömungszustande werden die richtungsgeordneten Zustände im trübflüssigen Gebiet sich mit Erfolg nutzbar machen können.

Bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist der Poiseuillesche Strömungszustand völlig labil und wird durch den sogenannten hydraulischen Zustand ersetzt, bei welchem das Durchströmen unter lebhafter Wirbelbildung im Rohrinnern erfolgt. Im Gegensatz zum Poiseuilleschen Gebiete liegen hier durchaus ungeordnete Bewegungszustände vor. Falls es gelingt, diese Unordnung schon in so kleinen Gebieten herbeizuführen, daß dieselben mit der mittleren Schwarmgröße vergleichbar werden, so werden die richtungsgeordneten Zustände durch den Strömungsprozeß fortgesetzt zerstört werden und die nutzbringende Verwertung ihrer Ordnung wird alsdann verhindert oder doch zum wenigsten erheblich beschränkt sein. Experimentell wäre demnach die Frage derart anzugreifen. In einem kurzen Stück einer möglichst engen Kapillare studiert man zunächst bei geringem Druckgefälle die Abhängigkeit der Durchflußzeit von der Temperatur, steigert alsdann das Druckgefälle immer weiter, bis man schließlich im rein hydraulischen Gebiet arbeitet und auch hier die Abhängigkeit der Durchflußzeit von der Temperatur erhält. Im Poiseuilleschen Gebiet ergibt sich der bekannte unstetige Verlauf mit sehr viel kleinerer Viskosität im anisotropflüssigen Zustande. Bleibt die Unstetigkeit im hydraulischen Zustande aus oder verschwindet sie wenigstens zum größten Teil, so ist damit der rein mechanische Nachweis dafür erbracht, daß im trübflüssigen Gebiet Schwarmbildungen stattfinden, deren Vorzugsrichtung kleinster Reibung sich nicht geltend machen kann, sobald eine Ausnutzung derselben durch geordnete Strömung nicht mehr möglich ist.

Diesbezügliche Versuche, für welche mir in dankenswertester Weise Mittel seitens der Jagor-Stiftung zur Verfügung gestellt wurden, sind zurzeit in Vorbereitung und wird späterhin an dieser Stelle darüber berichtet werden.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Über einige Phänomene bei Gasen, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Kapitel I. Einleitung.

Bekanntlich bewahren Flammengase und Gase, welche aus der Nähe hochtemperierter Körper stammen, der Ionisierungsursache entzogen, ihre Leitfähigkeit lange Zeit, während die durch Röntgenstrahlen, α- und β-Strahlen oder ultraviolettes Licht ionisierten Gase ihre Leitfähigkeit sehr schnell wieder verlieren. Diese Eigenschaft der Flammengase, welche sie mit der Phosphorluft gemeinsam haben, wurde zuerst von W. Giese[1]) nachgewiesen; er fand, daß dieselben noch nach 6 Minuten eine erhöhte Leitfähigkeit nach Abstellen der Flamme bewahrten; ein ähnliches Verhalten wurde von K. v. Wesendonk[2]) festgestellt; auch zeigte er, daß die bei einem Flammengase gemessene Leitfähigkeit in hohem Maße von der Oberflächenbeschaffenheit der zur Messung verwendeten Sonde abhängig war. Weiter untersuchte Mc Clelland[3]) Gase, welche über Flammen, Funkenstrecken und glühende Drähte hinweggesogen waren, auf ihre Leitfähigkeit und stellte Versuche über Beweglichkeit und Rekombinationszeit der in ihnen vorhandenen Ionen an. Er gelangte ebenso wie Bloch[4]) zu dem Resultat, daß die Ionen außerordentlich schwer beweglich sind und sehr langsam rekombinieren, was besonders von Harms auch für die Phosphorionen gezeigt wurde.

Die lange Lebensdauer der Ionen aus der Nähe hochtemperierter Körper findet in ihrer geringen Beweglichkeit und langsamer Rekombinationszeit wohl völlig ihre Erklärung, obgleich die Vermutung naheliegt, daß durch die hohe Temperatur in vielen Gasen nachhaltige (chemische) Veränderungen vor sich gehen, welche

1) W. Giese, Wied. Ann. 17, 529, 1882.
2) K. v. Wesendonk, diese Zeitschr. 2, 514, 1901.
3) Mc Clelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. 10, 241.
4) Bloch, Compt. rend. 1905.

ihrerseits eine Ionenbildung zur Folge haben könnten (chemische Radioaktivität); die Bildung gewöhnlicher „ungeladener radioaktiver Substanz" verwirft J. J. Thomson[1]), weil Wattepfropfen und starke elektrische Felder die Leitfähigkeit der Flammengase völlig zerstören.

Trotzdem hatte ich gehofft, durch die ungeheuren im Funken und Lichtbogen umgesetzten Energien, verbunden mit der starken Elektronenemission an der Kathode, an und für sich inaktive Substanzen in einen Zustand künstlicher Radioaktivität zu versetzen, oder äußerst langsame, spontan verlaufende, radioaktive Prozesse entsprechend zu beschleunigen.

Bei Arrhenius fand ich später in seinem neuesten Buch über: Das Werden der Welten, S. 83 u. 84, ähnliche Überlegungen[2]). Bei Verfolgung dieser Frage setzte ich verschiedene Gase starken Funken und Bogenentladungen aus und fand dabei, besonders bei Leuchtgas, einige neue Phänomene, deren Beschreibung jetzt folgen soll.

Kapitel II.

Die von mir benutzte Versuchsanordnung war folgende (Fig. 1): Aus der Gasleitung strömte

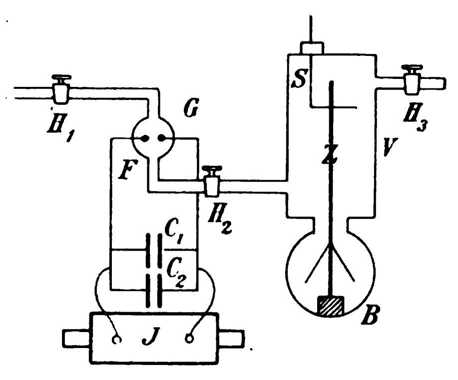


Fig. 1.

Leuchtgas durch den Hahn H_1 weiter durch ein gläsernes Gefäß G, welches die Funkenstrecke F resp. den Lichtbogen enthielt, und im folgenden „Funkenstreckenkammer" genannt wird, durch Gummischläuche nach dem Metallgefäß V — dem „Meßgefäß" und aus diesem durch den Hahn H_3 ins Freie. Die Verbindung zwischen G und V konnte durch einen Hahn H_2 aufgehoben werden. Das Meßgefäß V, von ca. 2400 ccm Inhalt, war auf ein gut abgedichtetes Aluminiumblattelektroskop aufgesetzt; der Zerstreuungskörper Z, welcher vom einzigen Bernsteinisolator B getragen wurde, ragte in das Meßgefäß hinein und bestand aus einem 5 mm starken Kupferdraht. Geladen wurde das Elektroskop durch die Sonde S. Der Funke bei F wurde durch die Entladung von Leidener Flaschen C_1 und C_2 erzeugt, deren Kapazität in maximo ca. 18000 cm betrug[1]). Gespeist wurden diese Flaschen durch ein Boas-Induktorium J, welches sowohl mit Gleichstrom und Turbine als auch mit 50 Per. Wechselstrom betrieben wurde.

Die Lichtbögen wurden bei F mit Gleichstrom (110 Volt) erhalten; ferner konnte ich bei Fortlassung der Kapazitäten, indem ich die Elektroden direkt mit der Sekundärwicklung des Induktors verband und dieses mit Wechselstrom betrieb, in G auch einen kräftigen Hochspannungswechselstrom-Lichtbogen erzeugen.

Die Leitfähigkeit im Meßgefäß ist der Geschwindigkeit proportional gesetzt, die die Blättchen brauchen, um eine gewisse Anzahl von Skalenteilen zu durchlaufen — die Leitfähigkeit ist folglich den angegebenen Zahlen umgekehrt proportional. Die Zahlen bedeuten Sekunden, sind somit nur relative Werte; bei nicht direkt zusammen gehörenden Messungen konnte auch nicht stets genau vom gleichen Skalenteil ab das Zusammenfallen beobachtet werden, was aber wenig zu bedeuten hat, da uns ja hauptsächlich das Abklingen der Leitfähigkeit interessiert, welches wir aus den direkt zusammengehörigen Zahlen der einzelnen Tabellen ersehen können[2]).

Die Eigenleitfähigkeit des nicht zersetzten Gases war außerordentlich gering und ist bei den mitgeteilten Zahlen, die sämtlich keinen Anspruch auf Genauigkeit machen, nicht in Abrechnung gebracht worden. Die Ablesung des Elektroskops geschah mittels Fernrohrs.

Der Versuch selbst ging nun folgendermaßen vor sich:

Sämtliche Gashähne wurden so weit geöffnet, daß das Gas in nicht zu schnellem Strome die Funkenstreckenkammer und das Meßgefäß durchströmte. Nun wurde die Funkenstrecke (resp. der Lichtbogen) in Betrieb gesetzt; das nunmehr veränderte Gas wurde zunächst, während es weiter strömte, im Meßgefäß auf seine Leitfähigkeit hin untersucht, dabei zeigte sich, daß eine negative Ladung außerordentlich schnell zerstreut wurde, in vielen Fällen erfolgte sogar eine positive Aufladung des Elektroskops. Die stark unipolare Leitfähigkeit ist übrigens bei Funkenstrecken- und Lichtbogenionen längst bekannt und von Mc Clelland und anderen beob-

1) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsch von E. Marx, S. 194.

2) Svante Arrhenius, Das Werden der Welten. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1908.

1) Die C. Lorenz, A.-G., Berlin, Elisabeth-Ufer 5—6, war so liebenswürdig mir zwei große Leidener Flaschen, wie sie in den Erregerkreisen der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden, zur Verfügung zu stellen.

2) Auch bei nicht direkt zusammengehörigen Messungen lagen die zur Messung benutzten Skalenteile meist ziemlich nahe zusammen, so daß wir die Resultate wenigstens der Größenordnung nach wohl miteinander vergleichen können.

achtet worden und konnte auch an den übrigen von mir untersuchten Gasen nachgewiesen werden. Nachdem sich das Meßgefäß genügend mit verändertem Gase gefüllt hatte, wurden sämtliche Hähne geschlossen und der Funke resp. Lichtbogen abgestellt. Wie die Versuche zeigten, besaß das im Meßgefäß abgeschlossene Gasquantum auch nach Abstellung des Funkens immer noch eine bedeutende Leitfähigkeit. Wie sich diese Leitfähigkeit mit der Zeit änderte, zeigen die in bestimmten Intervallen vorgenommenen Messungen in den nachstehenden Tabellen. Unter „Aktivieren" soll im folgenden der Prozeß verstanden werden, das durchströmende Gas einer Funken- oder Bogenentladung auszusetzen. „Aktiviert bis z. B. $4^h 53''$ bedeutet, daß bis zu dieser Zeit das Gas dem Prozeß der Aktivierung unterworfen wurde, von da ab jedoch die Abstellung des Funkens oder Lichtbogens und des Durchströmens erfolgte. Die weiter angeführten Zahlen geben uns dann links die Zeit, in welcher die Messung erfolgte und rechts die Zeit, in welcher eine bestimmte Elektrizitätsmenge im völlig sich selbst überlassenen und im Meßgefäß abgeschlossenen Gase zerstreut wurde.

Die Messungen beziehen sich zunächst durchweg auf Leuchtgas.

Tabelle 1.

Aktiviert bis	$4^h 53$	
	$4^h 54$	$\sim 18''$
Messing-elektroden	$4^h 57$	$\sim 2' 18''$
	$5^h 5$	$\sim 11'$

Tabelle 2, wo das Gas während der Aktivierung etwas langsamer strömte, zeigte ein etwas anderes Gesetz der Abklingung.

Tabelle 2.

Aktiviert bis	$7^h 12$	
	$7^h 13$	$\sim 45''$
	$7^h 16$	$\sim 1' 33''$
	$7^h 22$	$\sim 3' 30''$.

Die Normalzerstreuung des nicht aktivierten Leuchtgases betrug 10—20 Minuten.

Beim Versuch, in der Funkenstrecke verschiedenes Elektronenmaterial zu benutzen (bis jetzt hatte ich mit Messing und Blei gearbeitet), zeigte es sich, daß bei Verwendung von Platinelektroden nach Schluß der Aktivierung, also nach Abstellung des Funkens, im Gase eine außerordentlich lang andauernde Leitfähigkeit zurückblieb. Das Verhalten während der Aktivierung war normal. Bei den bis jetzt geschilderten Versuchen wurde das Induktorium mit Turbine betrieben und gab relativ langsame Funkenzahlen; unter welchen Umständen es auch möglich war, mit anderem Elektrodenmaterial dem Platin gleiche Phänomene zu erhalten, ist weiter unten ausgeführt (Kapitel III).

Tabelle 3.

Aktiviert bis	$12^h 5$	
Platin-elektroden	$12^h 7$	$\sim 30''$
	$12^h 10$	$\sim 45''$
	$12^h 24$	$\sim 1' 8''$
	$12^h 31$	$\sim 53''$
	$12^h 34$	$\sim 58''$
	$12^h 42$	$\sim 1' 2''$
	$12^h 44$	$\sim 1' 0''$
	$12^h 47$	$\sim 1' 8''$
	$12^h 51$	$\sim 1' 12''$
	$1^h 19$	$\sim 2' 30''$
	$1^h 34$	$\sim 2' 35''$
	$3^h 45$	$\sim 12' 0''$.

Das außerordentlich lange Fortdauern der Leitfähigkeit geht aus dieser Tabelle mit Deutlichkeit hervor, einmal erfolgt sogar wieder ein geringer Anstieg ($12^h 31$).

Auch bei Platinelektroden erfolgte der Abfall nach nicht gleichen Abklingungsgesetzen. Die folgende Tabelle 4 gibt uns ein ein etwas anderes Verhalten.

Tabelle 4.

Aktiviert bis	$11^h 28$	
Platin-elektroden	$11^h 29$	$\sim 35''$
	$11^h 32$	$\sim 40''$
	$11^h 42$	$\sim 45''$
	$11^h 52$	$\sim 50''$
	$12^h 2$	$\sim 57''$
	$12^h 12$	$\sim 55''$
	$12^h 23$	$\sim 56''$
	$12^h 34$	$\sim 55''$
	$12^h 42$	$\sim 54''$
	$12^h 53$	$\sim 1' 14''$
	$1^h 17$	$\sim 2' 40''$
	$3^h 20$	$\sim 8' 0''$

Einen dritten Typus der Erscheinung repräsentiert uns Tabelle 5.

Tabelle 5.

Aktiviert bis	$4^h 41$	
	$4^h 43$	$\sim 13''$
	$4^h 45$	$\sim 17''$
	$4^h 47$	

fiel das Elektroskop so schnell zusammen, daß eine Messung nicht mehr möglich war, dieser Zustand der Leitfähigkeit wird im folgenden mit „∞" bezeichnet werden.

Um die im Meßgefäß vorhandene Leitfähigkeit zu verringern, wurde aus der Leitung frisches Gas eingelassen und ein entsprechender Teil des durch den Funken veränderten Gases entfernt. Darauf ergab sich:

$$4^h 50 \sim 29''$$

$5^h 16 \sim 31''$
$5^h 17 \sim \infty$.

Es wurde wieder mit Frischgas nachgespült:

$5^h 27 \sim 57''$
$5^h 28 \sim \infty$;

wieder nachgespült:

$5^h 35 \sim 1'$
$5^h 42 \sim \infty$.

Bei dem letzten geschilderten Versuch war das Frischgas über die Funkenstreckenkammer in das Meßgefäß eingeleitet worden, es lag somit die Möglichkeit vor, daß neue aktive Gasreste durch das Frischgas aus der Funkenstreckenkammer in das Meßgefäß herübergetrieben wurden und deswegen die Konzentration an aktivem Gase nicht wesentlich geändert war.

Bei einer Wiederholung wurde diese Fehlerquelle vermieden und das Frischgas direkt in das Meßgefäß eingeleitet.

Tabelle 6.

Aktiviert bis $7^h 42$;
da Leitfähigkeit $= \infty$, wird nachgespült:

$7^h 50 \sim 26''$
$7^h 53 \sim 22''$
$7^h 54 \sim \infty$.

Es wurde nun so stark nachgespült, daß das Frischgas das aktive Gas fast vollkommen verdrängt haben mußte und von letzterem höchstens Spuren im Meßgefäß zurückgeblieben sein konnten, darauf ergab sich:

$7^h 59 \sim 1' 40''$
$8^h\ 1 \sim 1'\ 7''$
$8^h\ 5 \sim 57''$
$8^h\ 7 \sim 48''$
$8^h 11 \sim 50''$
$8^h 14 \sim \infty$.

Der Versuch wurde nun in der Weise abgeändert, daß in das Meßgefäß, welches mit Frischgas gefüllt war, etwas aktives Gas zugegeben wurde; dieses war, von der Funkenstrecke kommend, zunächst in einem Glasballon aufgefangen worden. Um $11^h 38$ war der mit aktivem Gase gefüllte Ballon in das Meßgefäß entleert worden.

Tabelle 7.

$11^h 46$
ergab sich darauf in diesem eine Leitfähigkeit von $3'\ 6''$

$11^h 54 \sim 1' 58''$
$11^h 59 \sim 1' 19''$
$12^h\ 4 \sim 1' 16''$
$12^h\ 8 \sim 1'\ 2''$
$12^h 11 \sim 1'\ 1''$
$12^h 16 \sim 47''$
$12^h 18 \sim 52''$
$12^h 21 \sim 56''$
$12^h 23 \sim \infty$.

In beiden Fällen haben wir einen deutlichen Anstieg der Leitfähigkeit mit der Zeit; wir werden im weiteren Verlauf der Arbeit diesem Phänomen noch öfters begegnen und Versuche kennen lernen, die zur Aufklärung desselben wesentlich beitragen.

Um die Charakteristik der Leitfähigkeit, also um den Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und dem durch das Gas fließenden Strom besser verfolgen zu können, wurde die bis jetzt benutzte elektroskopische Methode verlassen und eine zur Bestimmung des Sättigungsstromes in Gasen übliche Methode verwendet.

Fig. 2 zeigt uns die Anordnung.

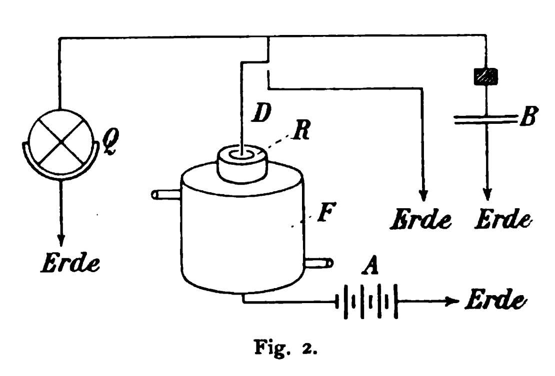


Fig. 2.

F ist eine Metall- oder eine mit Drahtnetz ausgekleidete Glasflasche; an dieselbe wurde der eine Pol der Hochspannungsakkumulatorenbatterie *A* angelegt; der Draht *D* (durch Bernstein isoliert und mit geerdetem Zwischenringe *R* nach Rutherford versehen) konnte mit der Erde oder dem einen Quadrantenpaar des Quadrantenelektrometers *Q* verbunden werden, welches durch den Bronsonwiderstand *B* zur Erde abgeleitet war und folglich Ströme maß. Statt des Quadrantenelektrometers wurde auch zur Strommessung ein hochempfindliches Drehspulgalvanometer von Siemens & Halske verwendet, natürlich unter Fortlassung des Bronsonwiderstandes.

Sättigungsstrom konnte ich in keinem Falle erhalten; auch die Methode von Harms, durch Druckverminderung die Beweglichkeit der Ionen zu steigern, führte zu keinem Ziele, hingegen zeigte es sich, daß mit Steigerung des angelegten Potentials (bis 2000 Volt) der Strom auf einen extrem hohen Wert anzusteigen begann, in diesem Punkte dem Ohmschen Gesetze zu gehorchen anfing und bei weiterer Steigerung der Spannung plötzlich auf 0 herabsank.

Dieses merkwürdige Verhalten wurde sofort verständlich, als ich das aktive Gas nicht mehr im Metallgefäß, sondern im durchsichtigen Glasgefäß untersuchte. Das Glasgefäß hatte einen Durchmesser von ca. 13 cm, als eine Elektrode diente wie schon gesagt ein Drahtnetz, die andere bestand aus einem Kupferstab. Das

Drahtnetz wurde mit der Lichtleitung (220 Volt) resp. der Akkumulatorenbatterie verbunden, deren anderer Pol über das Spiegelgalvanometer mit dem Kupferstab in Verbindung stand.

Hielt man nun das mit aktiviertem Gas gefüllte Gefäß gegen das Licht, so konnte man im Gase mit bloßem Auge einen sehr feinen Staub erkennen, der sich regellos hin und her bewegte, beim Anlegen des Feldes jedoch fingen die Staubteilchen an, sich regelmäßig zu bewegen und nahmen eine ausgeprägte Richtung an, wobei sich mehrere Staubteilchen zu größeren Verbänden zusammenschlossen.

Es gelang mir weiter zu beobachten, wie solche Teilchen teils langsam, teils schnell, je nach ihrer Größe, zwischen dem Drahtnetz und dem Kupferstab hin und her oszillierten; die Teilchen hatten dabei stabförmige Gestalt und lagen mit ihrer Achse in Richtung der Kraftlinien. Hier wurde der Elektrizitätstransport (wenigstens teilweise) genau wie beim elektrischen Kugeltanz besorgt, man konnte nämlich deutlich sehen, wie die Teilchen entladen und umgekehrt aufgeladen wieder abgestoßen wurden. Die Verbände wurden nun immer größer, schließlich hörte die Bewegung auf und sie bildeten außerordentlich feine und zahlreiche Brücken zwischen Netz und Kupferstab, die ungefähr das Aussehen von Spinnenfäden hatten. Das Galvanometer zeigte jetzt recht bedeutende Ausschläge, die Stromsteigerung erfolgte gemäß dem Ohmschen Gesetze, bis plötzlich unter weiterer Steigerung des angelegten Potentials (ca. 600—1000 Volt) die Brücken (wahrscheinlich durch Durchbrennen) zerstört wurden. Blies ich nun das Gas heraus, nachdem sich eine solche Brücke gebildet hatte, so blieb in vielen Fällen die Leitfähigkeit erhalten; wegen ihrer außerordentlichen Feinheit war die Brücke gegenüber Luftströmungen recht haltbar. Die Brücken waren manchmal so dünn, daß sie dem bloßen Auge nicht mehr sichtbar waren, es gelang jedoch in den meisten Fällen sie durch einen in das Gefäß getauchten Rührer zu zerstören; manchmal aber schlossen sie sich unter dem Einfluß des Feldes von neuem zusammen. Offenbar können wir die hier beobachtete Brückenbildung mit heranziehen, um die früher geschilderten mit der elektroskopischen Methode beobachteten Anstiege der Leitfähigkeit zu erklären.

Es macht bei der ganzen Erscheinung den Eindruck, als ob der durch das Gas fließende Strom zuerst selbst dazu beitragen würde, den Widerstand im Gase zu verringern. Besonders deutlich wird der schon vorhin erwähnte plötzliche Anstieg des Stromes mit weiterer Steigerung der Spannung durch die folgende Tabelle 8 illustriert. Bei diesem Versuch wurde als Strommesser das mit Bronsonwiderstand versehene Quadrantelektrometer verwendet.

Tabelle 8.

Angelegtes Potential in Volt	Strom in willkürl. Maß	
0	0	$6^h 53$
100	1	
500	∞	bedeutet, daß der Ausschlag über die ganze Skala geht
100	8	
170	28	
180	207	
190	260	
200	∞	
170	22	
0	0	
100	3	
150	8	
160	12	
170	20	
180	36	
190	48	
200	58	später 46
250	68	
300	138	
350	248	
400	∞	
1000	∞	$7^h 30$
1000	10	$7^h 44$

Aus dieser Tabelle fällt uns besonders folgendes auf:

1. Nach einem einmaligen Anlegen von 500 Volt hatte der Strom größere Werte wie vor dem Anlegen der 500 Volt.

2. Mit Steigerung der Spannung wächst der Strom zunächst langsam, um dann bei 180 resp. 300 Volt rapid anzusteigen (von 28 auf 207 resp. von 68 auf 138).

3. Die Stelle des plötzlichen Anstieges des Stromes bei geringer Steigerung der Spannung lag nach den größeren Spannungswerten hin verschoben, wenn man inzwischen mit der Spannung wieder einmal auf 0 herunterging. (Knick zuerst bei 180 Volt dann erst bei 300 Volt.)

4. Bei dauerndem Anlegen von 1000 Volt ging der Strom wieder langsam zurück (von ∞ auf 10).

Es scheint somit, wie gesagt, daß der Strom sich im Anfang zwar den Übergangswiderstand erleichtert, vielleicht durch geeignete Zusammenlagerung der Elektrizitätsträger (Brückenbildung), mit der Zeit dieselben aber wieder zerstört (Durchbrennen).

Noch besser wird dieses Verhalten illustriert durch einen Versuch, wo statt des Quadrantelektrometers das Spiegelgalvanometer zur Strommessung verwandt wurde. Durch Anlegen einer Spannung von 300 Volt wurde der Widerstand im mit aktivem Gase gefüllten Gefäß so verringert, daß schon bei 200 Volt der Ausschlag des Galvanometers über die Skala ging und bei

100 Volt ein für die Beobachtung geeigneter Ausschlag erhalten wurde. In der folgenden Tabelle 9 ist dieser Ausschlag als Funktion der Zeit wiedergegeben.

Tabelle 9.

Tag	Zeit	Strom
Montag	$11^h 5$	20
	$11^h 40$	30
	$1^h 15$	31
Dienstag morgen	$9^h 45$	25
	$12^h 5$	23
Mittwoch	$9^h 45$	20
Freitag	—	19

Hier fällt uns das außerordentlich langsame Anwachsen und Wiederabnehmen des Stromes auf; zugleich möchte ich noch bemerken, daß die kommutierten Werte des Stromes gleich groß waren; bei jeder Unterbrechung des Stromes erfolgte jedoch ein plötzlicher Rückgang desselben um ca. 20 Proz., worauf die Anstiegskurve, um diesen Betrag tiefer gerückt, in normaler Weise weiter verlief.

Wie eine zu weitgehende Steigerung der angelegten Spannung die Leitfähigkeit wieder zerstört, zeigt die folgende Tabelle 10 (aufgenommen mit Spiegelgalvanometer).

Tabelle 10.

Spannung in Volt	Strom in willkürl. Maß
100	4
200	12
300	21
400	31
500	44
600	4
500	2

Daß das Anlegen genügend hoch gewählter Spannungen die Leitfähigkeit zu vernichten imstande war, war auch schon früher mit der elektroskopischen Methode festgestellt worden. Zu diesem Zweck wurde das das Gas enthaltende Gefäß vom Elektroskop vorsichtig, die Öffnung nach unten, abgehoben, mit einem neuen isolierten, in dasselbe hereinragenden Draht versehen und eine Zeitlang an eine Spannungsquelle von hohem Potential (1000 Volt) angeschlossen, dann wieder über das Elektroskop gestülpt und in gewohnter Weise untersucht[1]).

Tabelle 11.

Aktiviert bis $10^h 47$
$10^h 50 \sim 3\frac{1}{2}''$;
7 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$11^h\ 4 \sim 1' 58''$.

Bei einem in der gleichen Weise angestellten Versuche wurde die Leitfähigkeit jedoch verhältnismäßig wenig verringert.

Tabelle 12.

Aktiviert bis $3^h 34$
$3^h 35 \sim 8''$
$3^h 36 \sim 8''$;
5 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$3^h 49 \sim 20''$
$3^h 51 \sim 18''$;
5 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$4^h\ 2 \sim 39''$.

Wurde aber das Gefäß an ca. 7000 Volt gelegt (Spannung durch Influenzmaschine hergestellt und durch Funkenpotential gemessen), so war der Rückgang in allen Fällen ein bedeutender, z. B.:

Tabelle 13.

Aktiviert bis $10^h 36$
$10^h 39 \sim 7''$;
7 Min. an 7000 Volt gelegt:
$11^h \sim 3' 58''$
$11^h\ 9 \sim 2' 40''$.

Daß das Anlegen von 1000 Volt sich bei diesen Versuchen nur so wenig bemerkbar machte, hatte wohl seinen Grund darin, daß die Einwirkung der hohen Spannung eine gewisse Zeit brauchte, um die bestehende Leitfähigkeit wieder zu zerstören. Gut wird dies Verhalten veranschaulicht durch einen Versuch, wo als Strommesser das Quadrantelektrometer in Verbindung mit Bronsonwiderstand diente (Tabelle 14).

Tabelle 14.

1000 Volt dauernd angelegt, Leitfähigkeit nach ⟶
4 Min. $= \infty$
7 „ $= \infty$
9 „ $= 39$
11 „ $= 35$
13 „ $= 27$
15 „ $= 20$
19 „ $= 12$.

Selbst wenn die Leitfähigkeit mit dem Quadrantelektrometer ihrer Kleinheit wegen schwer meßbar geworden war, hatte sie eine für das Elektroskop noch gut meßbare Größe; im folgenden wurde nun wieder die zuerst verwendete elektroskopische Methode benützt, bei welcher die Spannung so niedrig war, daß es gelang, auch Versuche ohne direkte Brückenbildung, welche sich offenbar in einem unmeßbar schnellen (mit „∞" bezeichneten) Zusammenfallen der Elektroskopblättchen äußerte,

1) Durch eine später beschriebene Vorrichtung war bei diesen Versuchen das eigentliche Elektroskopgehäuse vom Meßgefäß getrennt worden und durch eine Art Labyrinthdichtung von letzterem geschieden. Der Bernsteinsteinisolator befand sich somit nicht mehr im aktivierten Gase.

zu erhalten. Die jetzt zu beschreibenden Experimente, durch welche ich ebenfalls zu ergründen suchte, auf welche Weise sich die Leitfähigkeit des aktivierten Gases vernichten ließe, wurden so angestellt, daß das Gas gleich nach seiner Aktivierung, von der arbeitenden Funkenstrecke kommend, mit Watte gefüllte Röhren oder starke elektrische Felder auf seinem Wege zum Meßgefäß passieren mußte. Nach Abstellung des Funkens und des Durchströmens wurde das im Meßgefäß eingeschlossene Gas in gewöhnlicher Weise auf seine Leitfähigkeit hin untersucht.

Es wurden folgende Resultate erhalten:

1. Das Gas passierte mit großer Strömungsgeschwindigkeit einen ziemlich langen und festgestopften Wattepfropfen, dann ergab sich nach der Aktivierung:

Tabelle 15.

$10^h 22 \sim 58''$
$10^h 32 \sim 1' 13''$
$10^h 46 \sim 1' 38''$.

Das Gas hatte entschieden noch einen großen Teil seiner Leitfähigkeit bewahrt, wenn auch die Leitfähigkeit beträchtlich geringer geworden war, gegenüber Versuchen ohne Watte, die bei der hier benutzten Aktivierungsdauer von 10 Min. bestimmt Werte „∞“ ergeben hätten.

2. Der Wattepfropfen wurde vergrößert, indem zwei sehr stark gestopfte Röhren verwendet wurden; jetzt ergab sich bei einem dem ersten analogen Versuch[1]) nur eine Leitfähigkeit von $\sim 4^1/_2$ Min. Hier ist die Leitfähigkeit fast vollständig dem Gase entzogen worden.

3. Die Röhren wurden mit Glaswolle gefüllt, welche mit Glyzerin und Alkohol angefeuchtet war, nachher erhielt ich:

Tabelle 16.

Aktiviert bis $12^h 4$
$12^h 6 \sim 11''$
$12^h 7 \sim 5''$.

Die Struktur der Glaswolle war eine wesentlich gröbere wie die der gewöhnlichen Watte, demzufolge blieb wohl auch dem Gase ein großer Teil seiner Leitfähigkeit erhalten.

4. Das Gas mußte einen 43 cm langen Ringkondensator passieren. Derselbe bestand aus zwei konzentrischen Messingröhren von 2,32 und 3 cm äußerem Durchmesser; bei einer Wandstärke des äußeren Rohres von 1 mm betrug der Abstand der Belegungen 2,4 mm; die beiden Belegungen wurden mit einer Spannungsquelle von 220 Volt verbunden. Ließ ich das Gas schnell durch diesen Kondensator strömen, bekam ich eine Leitfähigkeit $\sim 8''$, bei langsamer Strömungsgeschwindigkeit jedoch nur eine solche $\sim 5' 48''$.

Vielleicht läßt sich die Methode mit dem Kondensator und den verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten dazu benützen, um nach Zeleny die Beweglichkeit der hier vorhandenen Elektrizitätsträger zu bestimmen.

Wurde das Gas in einem großen gläsernen Ballon mit und ohne zwischengeschaltetes elektrisches Feld aufgefangen, so zeigte es sich, daß der Staub mit eingeschaltetem Feld etwas geringer geworden war.

Die Watteröhren entfernten aus dem Gase einen großen Teil, die Glaswolle jedoch nur einen verhältnismäßig geringen Teil des sichtbaren Staubes.

Um die Absetzung des Staubes zu erleichtern, wurde das Gas nun nicht mehr direkt in das Meßgefäß hereingelassen, sondern dasselbe in einer großen gläsernen Glocke über Wasser aufgefangen, in ihr eine Zeitlang aufbewahrt, dann erst in das Meßgefäß umgefüllt und auf seine Leitfähigkeit untersucht.

$4^h 50$ wurde das Gas in die Glocke eingefüllt, $6^h 5$ wurde es ins Meßgefäß umgefüllt und ergab immer noch eine Leitfähigkeit von $18''$.

Mittwoch abend wurde aktiviertes Gas unter dem Glasballon aufgefangen, die Nacht über in demselben aufbewahrt und gelangte Donnerstag morgen zur Untersuchung.

Tabelle 17.

$9^h 34 \sim 4' 34''$
$9^h 50 \sim 3' 60''$
$10^h 45 \sim 3' 24''$.

Um den Staub noch besser niederzuschlagen und auch um durch die Funkenstrecke selbst gebildete, außerordentlich langsam rekombinierende Ionen zu neutralisieren, wurde in die Glocke ein isolierter Draht eingeführt; zwischen diesem Draht und dem Wasser erzeugte ich ein Potentialgefälle von 220 Volt.

Von $12^h 23$ bis $1^h 10$ stand das Gas unter der Glocke, umgefüllt ergab es:

Tabelle 18.

$1^h 15 \sim 35''$
$1^h 20 \sim 44''$
$7^h \sim 2' 5''$
$7^h 5 \sim 3' 30''$.

Bei den letzten angeführten Versuchen hatte ich noch folgende merkwürdige Beobachtung gemacht; durch lang andauerndes Arbeiten mit dem Meßgefäß hatte sich die Innenwandung desselben mit einer rußähnlichen Masse, der Zerstreuungskörper aber mit feinen grauen Fädchen,

1) Leider ließ sich bei den Versuchen mit den Wattepfropfen die Strömungsgeschwindigkeit nicht konstant halten, was aber bei den langen hier benutzten Aktivierungsdauern wohl nur wenig ausmachen konnte.

die wie die Haare einer Lampenbürste angeordnet waren, bedeckt.

Spült man nun den Apparat in einem solchen Zustande mit inaktivem Gase aus, so geht die Leitfähigkeit zunächst sehr stark zurück, steigt aber merkwürdigerweise nachher wieder an, eine Bestätigung der schon früher geschilderten Versuche. Gleich nach der Aktivierung erhielt ich eine Leitfähigkeit ∾ 3″, nun wurde mit Frischgas durchgespült, wodurch die Leitfähigkeit auf 18 Min. ($1^h 7'$) fiel; von dieser Zeit an stand der Apparat ungeladen sich selbst überlassen; eine $3^h 18$ ausgeführte Messung ergab jedoch die Leitfähigkeit ∾ 1′ 45″, sie war also inzwischen bedeutend gestiegen.

Beim Versuch, den Bernstein der Isolation abzuwischen — der Apparat wurde zu diesem Zwecke vorsichtig unten aufgeschraubt — kam offenbar Luft in denselben, und ging die Leitfähigkeit wieder auf 10′ 38″ zurück.

Über Kontrollversuche, welche angestellt wurden, um festzustellen, ob der Effekt einer erhöhten, lange Zeit fortbestehenden Leitfähigkeit im Gase am Ende nicht nur durch Verschlechterung der Isolation vorgetäuscht werden konnte, siehe weiter unten!

Der Apparat stand nun weiter sich selbst überlassen von $3^h 45$ bis $7^h 10$, darauf ergaben sich folgende stark erhöhte Leitfähigkeiten:

Tabelle 19.

$7^h 10$ ∾ 35″
$7^h 15$ ∾ 45″
$7^h 20$ ∾ 45″.

Das Elektroskop wurde nun in allen seinen Verschraubungen gedreht, wodurch etwaige Brücken abbrechen mußten, trotzdem ergab sich weiter eine Leitfähigkeit ∾ 45″; nun wurde auch der Bernstein vorsichtig abgewischt, wodurch die Leitfähigkeit jedoch keineswegs zuzückging, sondern sich auf der Höhe von 30″ und 46″ hielt.

Um zu untersuchen, ob der Apparat in völlig reinem Zustande auch dieselbe Erscheinung aufwies, wurde er soweit möglich gründlich abgeschmirgelt und mit nicht aktiviertem, direkt der Leitung entnommenem Gase um 4^h gefüllt. Es ergaben sich folgende Leitfähigkeiten:

Tabelle 20.

$4^h 20$ ∾ 13′ Skt. 11—10;

von $4^h 40$ bis $4^h 55$ stand der Apparat ohne angelegtes Feld, neu geladen ergab er dann:

6^h ∾ 15′ Skt. 12—11
$8^h 10$ ∾ 10′ „ 12—11;

weiter stand er ungeladen bis zum andern Morgen und zeigte dann eine Leitfähigkeit ∾ 3′ 45″ für Skt. 12—11, (dabei wurde Skt. 12—11,5 in 1′ durchlaufen und der Rest 11,5—11 in 2′ 45″) und gleich anschließend daran (für Skt. 11—10) nur 8′. Wie wir sehen, zeigte auch das Frischgas, zwar in sehr viel geringerem Maße, das gleiche Phänomen des Anstieges der Leitfähigkeit; dieselbe klang aber sehr viel schneller wieder ab. Solche große Leitfähigkeiten sind momentan nach Anlegen des Feldes in abgeschlossenen Gasvolumen schon früher beobachtet worden, doch waren die Elektrizitätsmengen, die im aktiviert gewesenen Gase nach längerem selbstüberlassenen Stehen entladen wurden, bedeutend größer.

Der nächste angeführte Versuch bestätigte wieder die für aktiviertes Gas gefundene Erscheinung. Der Apparat wurde mit aktiviertem Gase gefüllt, welches eine Stunde lang über Wasser bei einem angelegten Feld von 220 Volt aufbewahrt worden war. In den Untersuchungsapparat umgefüllt, hatte das Gas die folgenden Leitfähigkeiten:

Tabelle 21.

$6^h 13$ ∾ 42″
$6^h 20$ ∾ 53″
$6^h 41$ ∾ 2′ 11″
$7^h 25$ ∾ 7′ 8″
} Skt. 12—11.

Bis zum andern Morgen $9^h 25$ wurde kein Potential angelegt; die dann vorgenommenen Messungen ergaben folgende Resultate:

24″ Skt. 13—12
26″ „ 12—11
50″ „ 11—10
1′ „ 10— 9.

Das Elektroskop wurde nun neu aufgeladen und zeigte gleich darauf folgende Leitfähigkeiten:

1′ 13″ Skt. 13—12
2′ 5″ „ 12—11
2′ 43″ „ 11—10.

Es wurde wieder neu aufgeladen:

4′ 17″ Skt. 12—11.

Das Gas stand nun von $9^h 38'$ vormittags bis $5^h 45'$ nachmittags ohne angelegtes Feld und zeigte $5^h 45'$ folgende Leitfähigkeiten:

39″ Skt. 12—11
1′ „ 11—10.

Das Elektroskop wurde wieder neu aufgeladen.

$5^h 45$ 1′ 13″ Skt. 12—11
$5^h 50$ 1′ 44″ „ 11—10.

Nach einer bis $6^h 28$ dauernden Ladung erhielten wir:

$6^h 28$ 6′ 36″ Skt. 12—11.

Bis jetzt wurden die Messungen am Sonnabend ausgeführt, bis Montag stand das Gas ohne angelegtes Feld und ergab dann an diesem Tage:

$10^h 37$ 1′ 10″ Skt. 12—11
1′ 35″ „ 10—11.

Bis $11^h 22$ stand das Elektroskop unter Ladung.

$11^h 22$ 3′ 26″ Skt. 12—11.

Es wurde nun dauernd ein Feld angelegt, um festzustellen, welchem Grenzwerte die Leitfähigkeit zustrebte; unter der Annahme, daß im Gase fortgesetzt Ionen gebildet oder frei gemacht würden, mußte dieser Grenzwert natürlich höher liegen wie die Normalleitfähigkeit des nicht aktivierten Gases. Von $11^h 22$ bis $1^h 12$ wurde fortdauernd ein Feld angelegt, es zeigte sich dann eine Leitfähigkeit $\sim 3' 45''$ für Skt. 12—11.

$1^h 23$ wurde der Bernstein vorsichtig mit einem Pinsel abgewischt, um etwaigen Staub von ihm zu entfernen, dabei stand das Elektroskop eine Zeitlang ungeladen; darauf erhielt ich:

$1^h 23$ $1' 54''$ Skt. 12—11.

Der Bernstein wurde in der Weise abgewischt, daß das Elektroskop bei B losgeschraubt wurde; sodann ließ sich der ganze obere Teil,

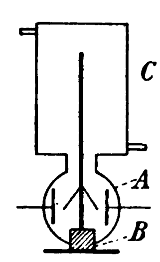


Fig. 3.

bestehend aus dem Elektroskopgehäuse A und dem Gasbehälter C, in die Höhe schieben und der Bernstein mit einem Pinsel abstauben.

Nach Ausspülen mit Frischgas ergab der Apparat eine Leitfähigkeit $\sim 5'$, Skt. 12—11 in nicht abgeschmirgeltem Zustande.

Zur leichteren Übersicht mögen die letzten gewonnenen Resultate schon hier kurz zusammengefaßt werden:

1. Auch über Wasser aufbewahrtes und beim Durchsehen staubfreies aktiviertes Leuchtgas besitzt eine erhöhte Leitfähigkeit, die in einer gewissen Zeit abklingt.

2. Überläßt man solches Gas ohne ein Potential anzulegen sich selbst, so steigt seine Leitfähigkeit wieder an, wodurch ein Transport beträchtlicher Elektrizitätsmengen ermöglicht wird.

3. Durch ein längeres Anlegen eines Potentials nimmt die Leitfähigkeit bis zu einem gewissen Grenzwerte wieder ab, der aber über der Normalleitfähigkeit liegt.

4. Nicht aktiviertes gewöhnliches Leuchtgas zeigt in dem (teilweise geschmirgelten) Untersuchungsgefäß nach längerem Stehen ohne Potential, nach Anlegen desselben im ersten Moment ebenfalls eine schon von andern beobachtete gesteigerte Leitfähigkeit, die aber weit geringer ist wie beim aktivierten Gase.

5. Besonders erleichtert scheint der Anstieg der Leitfähigkeit zu werden durch Produkte, die sich vom aktivierten Gase an den Wänden des Untersuchungsgefäßes absetzen.

Daß die erhöhte Leitfähigkeit des aktivierten Gases nicht nur auf Verschlechterung der Isolation zurückgeführt werden konnte, wurde außer dem Abstauben des Bernsteins dadurch gezeigt, daß das Elektroskop vom eigentlichen Untersuchungsgefäß getrennt wurde, in der Art wie uns Fig. 4 zeigt.

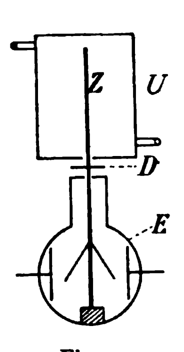


Fig. 4.

Das Untersuchungsgefäß U hatte unten eine Öffnung und ließ sich über den Zerstreuungskörper Z stülpen. Das Diaphragma und die Scheibe bei D verhinderten, daß das aktivierte Gas in den eigentlichen Elektroskopbehälter E gelangen konnte. Füllte man nun U, die Öffnung nach unten haltend, mit aktiviertem Leuchtgas und stülpte es über das vorher geladene Elektroskop, so entlud sich dieses sehr rasch, während bei Füllung mit gewöhnlichem, nicht aktiviertem Gase nur ein kleiner konstanter Rückgang der angezeigten Spannung, durch Kapazitätsvergrößerung verursacht, erfolgte.

Kapitel III.

Nachdem wir einige Eigenschaften des künstlich aktivierten Leuchtgases kennen gelernt haben, wollen wir in diesem Kapitel etwas näher die Umstände betrachten, unter denen es gelingt, Gase in diesen Zustand lange fortdauernder Leitfähigkeit zu versetzen.

Hier sind zunächst zwei Fragen zu beantworten:

1. Unter welchen Bedingungen der Aktivierung zeigt Leuchtgas die geschilderten Erscheinungen?

2. Lassen sich auch andere Gase aktivieren?

Leider war es mir bis jetzt aus Zeitmangel nicht möglich, diese beiden Fragen genügend genau zu beantworten und haben die in dieser Richtung gemachten Vorversuche lediglich orientierenden Charakter und könnten weitere sorgfältigere Messungen die hier gewonnenen Resultate z. T. wieder verändern. Es wurde nun versucht, Leuchtgas auf die folgenden verschiedenen Arten zu aktivieren:

A. durch Oszillatorfunken, bei langsamer Funkenzahl, unter Verwendung von *Cu*-, *Pt*-, *Al*-, *Zn*-, Kohle-, Messing-, *Ni*-, *Fe*-Elektroden (Induktor mit Gleichstrom und Turbine betrieben; ca. 4000—18000 cm Kap. im Oszillatorkreis);

B. durch Oszillatorfunken, bei hoher Funkenzahl, unter Verwendung von *Cu*-, *Pt*-Elektroden (Induktor mit 50 Per Wechselstrom betrieben);

C. durch Gleichstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu*-, *Pt*-, Kohle-Elektroden (220 Volt);

D. durch Hochspannungswechselstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu*-, *Pt*-, *Zn*-, Kohle-Elektroden (erzeugt dadurch, daß die zur Funkenstrecke parallel geschalteten Kondensatoren weggelassen wurden und die Elektroden direkt an das mit 50 Per Wechselstrom betriebene Induktorium angeschlossen wurden);

E. durch einen glühenden Platindraht.

Es gelang mir nun in der Anordnung A nur bei Platin und in sehr viel schwächerem Maße bei Eisen und Nickel, das Leuchtgas in einen Zustand lange andauernder Leitfähigkeit nach Abstellung der Funkenstrecke zu versetzen; die übrigen Metalle ergaben auch Erhöhungen der Leitfähigkeit, die aber sehr schnell wieder abklang. Zum Beispiel:

Tabelle 22.

Aluminium (Kugelelektroden).

Aktiviert bis $3^h 17$	
$3^h 19$	∾ 1′ 13″
$3^h 26$	∾ 5′ 4″
$3^h 45$	∾ 14′ 0″.

Tabelle 23.

Eisen (abgerundete Spitzen als Elektroden; bei ca. 18000 cm Kap.).

Aktiviert bis $11^h 50$	
$11^h 51$	∾ 8″
$11^h 53$	∾ 10″
$11^h 56$	∾ 14″
12^h	∾ 42″
$12^h 7$	∾ 32″
$12^h 16$	∾ 29″.

Tabelle 24.

Nickel (unter denselben Bedingungen wie Eisen).

Aktiviert bis $6^h 28$	
$6^h 29$	∾ 18″
$6^h 32$	∾ 22″
$6^h 35$	∾ 15″
$6^h 42$	∾ 18″
$6^h 50$	∾ 1′ 30″
$6^h 54$	∾ 1′ 20″
7^h	∾ 50″
$7^h 2$	∾ 1′ 15″.

Tabelle 25.

Kupfer (unter denselben Bedingungen wie Eisen und Nickel).

Aktiviert bis $12^h 39$	
$12^h 39^1/_2$	∾ 9″
$12^h 40$	∾ 13″
$12^h 41$	∾ 27″
$12^h 44$	∾ 57″
$12^h 55$	∾ 2′ 47″
$1^h 10$	∾ 5′ 30″.

Daß die Kapazität des Oszillatorkreises und die Art der Elektrodenform hier eine gewisse Rolle zu spielen scheint, geht daraus hervor, daß Kupfer bei Tabelle 1 und 2 sehr viel schnellere Abklingung der Leitfähigkeit zeigt wie bei Tabelle 25.

Bei der häufigen Funkenzahl der Anordnung B erhalten wir auch bei Kupfer (Kugelelektroden) eine bedeutende Leitfähigkeit, die sich sehr lange erhält.

Tabelle 26.

Kupfer (Kugelelektroden ca. 18000 cm Kap.).

Aktiviert bis $4^h 25$	
$4^h 27$	∾ 30″
$4^h 45$	∾ 31″
$5^h 3$	∾ 34″
$5^h 43$	∾ 49″
$6^h 37$	∾ 1′ 10″
$8^h 10$	∾ 1′ 16″.

Bei dem Versuche C erzeugte ich in der Funkenkammer einen Gleichstromlichtbogen (220 Volt Betriebsspannung und ca. 5 Amp.) Unter Verwendung von Platinelektroden war der Effekt wieder außerordentlich stark, erhielt sich stundenlang und erreichte öfters den Wert „∞".

Kupfer gab dagegen sehr schnell abklingende Werte, ebenso Kohle; da der Lichtbogen zwischen Metallelektroden bei der niedrigen Betriebsspannung sehr unregelmäßig brannte, so sind die Resultate dieser Messung ziemlich unsicher. (Beobachtet mit dem Elektroskop.)

Bei dem Hochspannungswechselstromlichtbogen der Anordnung D wurde das Leuchtgas bei allen angeführten Elektroden in den Zustand der erhöhten lange andauernden Leitfähigkeit versetzt, sogar die sonst unwirksame Kohle erwies sich hier als wirksam. Obgleich sie einen starken Rauch im Gase hinterließ, stand sie doch Platin, Zink und Kupfer nach.

Benutzte ich Zink in der Funkenstrecke unter Anwendung von Kondensatoren, so ließ sich, trotzdem das Gas einen dicken weißen Staub enthielt, spiegelgalvanometrisch keine Leitfähigkeit nachweisen, während wenn es im Hochspannungslichtbogen verwandt wurde, sich eine starke Leitfähigkeit ergab, bei verhältnismäßig viel geringerem Staube.

Ohne Anwendung der Kapazitäten war der

Lichtbogen fast kontinuierlich, ließ sich lang ausziehen und brannte bei der hohen Spannung sehr ruhig. Die bei D erzeugten Leitfähigkeiten waren so groß, daß sie mit dem Spiegelgalvanometer in der bereits beschriebenen Anordnung nachgewiesen werden konnten.

Schließlich wurde Leuchtgas — Anordnung E — über einen weißglühenden Platindraht in das Untersuchungsgefäß (elektroskopische Methode) gesogen, in demselben abgesperrt und auf seine Leitfähigkeit untersucht.

Die Leitfähigkeit nahm sehr schnell ab, wie die folgenden Zahlen zeigen: $12^h\,39$ wurde die Aktivierung beendet, bei der $12^h\,41$ vorgenommenen Messung durchlief das Blättchen die erste Hälfte des Skalenteils in 45″, die zweite jedoch erst in 2′ 15″.

Weiter untersuchte ich noch die Verbrennungsgase eines Bunsenbrenners auf ihre Leitfähigkeit, indem ich sie mit einem Trichter auffing und durch eine Wasserstrahlpumpe in das Untersuchungsgefäß herübersog; nachdem sie dort abgeschlossen, wurde ihre Leitfähigkeit gemessen.

Während des Brennens und Durchströmens ergab sich eine Leitfähigkeit ∼ 12″; $6^h\,11$ wurde der Brenner und das Durchströmen abgestellt, darauf erhielt ich $6^h\,12$, 60″ und $6^h\,18$, 2′ 42″. In derselben Weise untersuchte ich auch die Verbrennungsgase einer Knallgasflamme, in welcher ich ein Stückchen Platin auf Kohle erhitzte, auf das Abklingen ihrer Leitfähigkeit; während die Flamme brannte und gesogen wurde, betrug dieselbe 6″, nach dem Abstellen $4^h\,10$ fiel sie $4^h\,13$ auf 42″ und $4^h\,20$ auf 3′ 32″. Zu diesem Versuch ist zu bemerken, daß die Isolation des Elektroskops durch die Feuchtigkeit der sich kondensierenden Verbrennungsgase gelitten haben mußte, denn in gewöhnlicher Luft ergab sich nachher eine Leitfähigkeit ∼ 3′ 22″.

Ich schritt nun zur Beantwortung der zweiten Frage, ob sich außer Leuchtgas auch noch andere Gase aktivieren ließen. Zu diesem Zwecke wurde einer Bombe entnommener Wasserstoff einem kräftigen Funkenstrome zwischen Platinelektroden ausgesetzt. Die während der Aktivirung sehr starke Leitfähigkeit war 4 Min. nach Abstellen der Funkenstrecke nicht mehr nachweisbar; wahrscheinlich war sie schon viel früher abgeklungen, aber gelang es mir leider nicht schneller zu beobachten.

Ließ ich jedoch den Wasserstoff, um ihn zu karburieren, vorher durch Benzol hindurchperlen, so konnte ich eine zurückbleibende Leitfähigkeit nachweisen wie die folgende Tabelle Nr. 27 zeigt:

Tabelle 27.

Aktiviert bis $12^h\,41$

$12^h\,43$ ∼	,53″
$12^h\,47$ ∼	1′,35″
$12^h\,52$ ∼	2′,38″
$12^h\,58$ ∼	3′, 0″
$1^h\,14$ ∼	3′,45″
$1^h\,27$ ∼	4′,45″
$3^h\,32$ ∼	8′ 0″.

Ließ ich den Wasserstoff durch Aceton hindurchstreichen, so erhielt ich folgendes Abklingen:

Tabelle 28.

Aktiviert bis $11^h\,31$

$11^h\,33$ ∼	,25″
$11^h\,36$ ∼	1′,15″
$11^h\,58$ ∼	5′ 45″.

Das Verhalten von Kohlensäure zwischen Platinelektroden aktiviert, zeigt die nächste Tabelle Nr. 29.

Tabelle 29.

Aktiviert bis $4^h\,34$

$4^h\,35$ ∼	18″
$4^h\,38$ ∼	,58″
$4^h\,45$ ∼	2′ 25″
$5^h\,2$ ∼	6′ 30″.

Luft in derselben Weise behandelt ergab:

Tabelle 30.

Aktiviert bis $5^h\,11$

$5^h\,12$ ∼	20″
$5^h\,15$ ∼	50″
$5^h\,19$ ∼	1′ 43″
$5^h\,33$ ∼	4′ 30″
$5^h\,57$ ∼	6′ 15″.

Ähnlich verhielt sich einer Bombe entnommener Sauerstoff:

Tabelle 31.

Aktiviert bis $10^h\,3$

$10^h\,5$ ∼	23″
$10^h\,10$ ∼	58″
$10^h\,30$ ∼	4′ 36″
$10^h\,51$ ∼	8′ 20″.

Nur Acetylen zeigte sich dem Leuchtgas äquivalent, bei demselben erhielt ich eine so große Leitfähigkeit, daß ich sie mit der Anordnung Fig. 2 mittels Spiegelgalvanometer nachweisen konnte.

Obgleich bei diesen zur Klärung der zweiten Frage angestellten Versuchen das „ceteris paribus" nicht genügend erfüllt war, so kann man aus ihnen vielleicht doch folgendes schließen:

Das Phänomen, daß Leuchtgas sich in einen Zustand langandauernder Leitfähigkeit versetzen läßt, scheint an einem Ionentransport während der Aktivierung durch dasselbe, wie wir ihn im Funken oder Lichtbogen haben, geknüpft zu

sein, da ein glühender Platindraht keinen Effekt ergab, wo dieser Ionentransport ja auch nicht stattfindet. Weiter scheint erforderlich, daß dieser Ionentransport in Begleitung einer extrem hohen Temperatur vor sich geht, was im Lichtbogen und Funken der Fall ist; auch müssen wir für das Zustandekommen einer kräftigen Aktivierung als günstig annehmen, daß die hohe Temperatur eine gewisse Zeitlang anhält, weil wir sahen, daß kontinuierliche Entladungen wie der Hochspannungslichtbogen das Phänomen besonders gut zeigen, und zwar bei allen untersuchten Materialien, während bei geringer Funkenzahl (Turbinenunterbrecher) nur Platin und in geringerem Maße Eisen und Nickel wirksam sind.

Daß Platinelektroden bei schwachen und seltenen Funken den Effekt so stark zeigen, findet vielleicht in einer Beobachtung W. Feddersens[1]) seine Begründung; er kommt nämlich auf Grund seiner photographischen Aufnahmen des oszillatorischen Funkens zu dem Schluß: „Die Länge der Zeit, während welcher die einmal ins Glühen gebrachten Teilchen ihre Temperatur erhielten, zeigte sich nach Art des Metalles sehr verschieden." Weiter findet er: „Waren die fortgeschleuderten Teilchen Platin, so schien im Vergleich mit den anderen von mir versuchten Metallen die Lichtwirkung am längsten zu dauern, so daß eine Unterscheidung der Querabteilungen in dem mittleren Teile des Funkenbandes kaum möglich war." Auch folgender Satz aus der Feddersenschen Abhandlung ist hier von Interesse: „Die Dauer des Leuchtens der einmal ins Glühen versetzten Teile war im übrigen allerdings von der Intensität abhängig, sowie von dem Grade der Anhäufung materieller Teile in der Funkenstrecke, allein der Einfluß der metallischen Natur ließ sich durchaus nicht verkennen."

Die Zeit, während welcher die Platinteile innerhalb einer Periode glühend bleiben, scheint somit schon zu genügen, um die notwendige Umwandlung im Gase zu bewirken, während bei den übrigen untersuchten Metallen entweder kontinuierliche Entladungen — Hochspannungslichtbogen — oder Kondensatorentladungen bei Wechselstromerregung, bei denen ja auch vorübergehend Lichtbogenbildung auftreten kann, zum gleichen Zwecke erforderlich sind.

Da von den untersuchten Gasen — ihre Zahl ist allerdings eine viel zu geringe — Leuchtgas, Acetylen, reiner Wasserstoff, karburierter Wasserstoff, Kohlensäure, Luft und Sauerstoff, nur die beiden ersten den Effekt in besonderem Maße zeigen, so ist voraussichtlich die Vermutung erlaubt, daß er an die Existenz von Kohlenwasserstoffen gebunden ist. Daß die Karburierung von Wasserstoff nicht ein besseres Resultat ergab, könnte in der Unvollständigkeit derselben ihre Begründung finden.

1) W. Feddersen, Ostwalds Klassiker No. 166, S. 87.

Jedenfalls geht in den wirksamen Gasen eine chemische Zersetzung besonderer Art vor sich; daß chemische Veränderungen stattfinden, erkennt man, abgesehen vom sich ausscheidenden Staube, am eigentümlichen Geruch des Gases nach Passieren des Funkens oder Lichtbogens, doch sind weder Staub noch Geruch ein einwandfreies Kriterium für das Vorhandensein einer erhöhten langandauernden Leitfähigkeit. Hingegen scheint, falls das Gas diese Eigenschaft angenommen hat, der in demselben befindliche Staub eine besondere Struktur zu besitzen.

Ich ließ nämlich einem Funkenstrom oder Lichtbogen ausgesetzt gewesenes Leuchtgas auf eine mit Glyzerin bestrichene Glasplatte strömen. Der Staub schlug sich nun auf dem Glyzerin nieder und ließ sich gut mikroskopisch untersuchen. In allen Fällen, in denen das Leuchtgas durch besondere Art der Aktivierung stark leitfähig geworden und geblieben war, erwies sich die Struktur des Staubes als eine äußerst feine; derselbe bestand aus gröberen dunklen Teilen und fast durchsichtigen hellbraunen Partikelchen. Im Falle des Hochspannungslichtbogens zwischen Kupferelektroden zeigten sich die Teilchen mehr nadelförmig. Um zu sehen, ob im Staube gewisse Veränderungen vor sich gingen, wenn er frei beweglich war, schloß ich aktiviertes Leuchtgas zwischen einer Glasplatte und einem Deckgläschen unter Anwendung eines Wachsringes ein. Nun zeigte es sich, daß die Nadeln allmählich ihre Gestalt veränderten und wuchsen, allerdings gelingt es bei dieser Methode wohl nur die Veränderungen zu beobachten, die die Teilchen unmittelbar an der Glaswand durchmachen.

Zum Schluß dieses Kapitels möchte ich noch kurz einige Experimente berühren, die ich anstellte, um den schon im Kapitel II erwähnten unipolaren Charakter der Leitfähigkeit näher zu studieren. Während die Funkenstrecke arbeitete, wurde eine negative Ladung stets sehr viel schneller zerstreut wie eine positive. Auch fand ich häufig meine Beobachtung bestätigt, daß das negativ geladene Elektroskop sich vollständig entlud und dann eine positive Ladung annahm. Diese Erscheinung zeigte sich auch bei den Gasen, welche nach der Aktivierung keine längere Leitfähigkeit behielten wie Luft, Sauerstoff usw.

Im Leuchtgase wurde auch nach Abstellen des Funkens eine negative Ladung meist schneller neutralisiert wie eine positive, da jedoch die in einem Zeitmoment gemessene Leitfähigkeit außerordentlich abhängig war von der Größe und Richtung des angelegten Potentials in den Zeitmomenten vor der Messung, so kann ich bis jetzt leider keine sicheren Daten angeben

über das Verhältnis der positiven zur negativen Zerstreuung als Funktion der Zeit.

Kapitel IV. Zusammenfassung und Schluß.

In diesem Kapitel wollen wir die hauptsächlichsten Resultate dieser Untersuchung kurz zusammenfassen und versuchen, für die gefundenen Phänomene einige Erklärungsmöglichkeiten zu geben.

1. Es wurden die Gase: Leuchtgas, Acetylen, Wasserstoff, karburierter Wasserstoff, Luft, Kohlensäure und Sauerstoff kurze Zeit Entladungsfunken von Kondensatoren, resp. Gleichstrom- und Hochspannungswechselstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu, Pt, Al, Zn, Fe, Ni* Messing- und Kohleelektroden ausgesetzt und die Leitfähigkeit des Gases sowohl während der Funke oder Lichtbogen in Tätigkeit war als auch nach Abstellung derselben gemessen.

2. Es zeigte sich dabei, daß die große Leitfähigkeit, die beim Arbeiten des Funkens oder Lichtbogens vorhanden war, bei Leuchtgas und Acetylen stundenlang nach Abstellen des Funkens oder Lichtbogens fast vollständig oder teilweise erhalten blieb, während sie bei den anderen angeführten Gasen in bekannter Weise bald wieder verschwand.

3. Das Phänomen einer zurückbleibenden langandauernden Leitfähigkeit war bei Leuchtgas (Acetylen wurde nicht näher untersucht) in hohem Maße vom Material der Elektroden und Art der Entladungsform abhängig.

4. Die im Leuchtgas zurückbleibende Leitfähigkeit wurde nach zwei verschiedenen Methoden näher studiert und zeigte dabei folgende Besonderheiten:

a) Die sehr hohe Leitfähigkeit klang manchmal im Verlauf mehrerer Stunden langsam auf ihren Normalwert wieder ab.

b) Die Leitfähigkeit wuchs unter Umständen von niedrigen Werten auf höhere an, dabei war in keinem Fall ein Sättigungsstrom im Gase vorhanden, vielmehr war die Leitfähigkeit stark von der angelegten Spannung abhängig und stieg bei allmählicher Steigerung derselben oft rapide an; eine zu weitgehende Steigerung des angelegten Potentials oder ein zu lang andauerndes Anlegen desselben konnte dabei wieder einen starken Rückgang der Leitfähigkeit zur Folge haben.

5. Ließ ich das von der Funkenstrecke oder dem Lichtbogen kommende Gas vor seiner Untersuchung durch mit Watte gefüllte Röhren oder starke elektrische Felder strömen, so wurde die Leitfähigkeit fast gar nicht, teilweise oder ganz, je nach der Strömungsgeschwindigkeit des Gases, vernichtet.

6. Im künstlich durch Funken oder Lichtbogen leitfähig gemachten Gase konnte man mit bloßem Auge einen sehr feinen Staub von ganz besonderer Struktur erkennen, welcher beim Anlegen des elektrischen Feldes sich regelmäßig zu bewegen anfing und sich allmählich zu langen dünnen Fäden zusammenschloß; eine Zerstörung der Fäden, sowohl mechanisch als auch durch Durchbrennen durch den Strom selbst, bewirkte einen teilweisen Rückgang der Leitfähigkeit.

7. Aber auch Leuchtgas, welches durch längeres Stehen über Wasser für das bloße Auge staubfrei gemacht worden war, besaß eine erhöhte Leitfähigkeit, welche zunächst unter Anlegen eines Feldes auf einen kleinen Wert abklang, der allerdings höher lag, wie der Normalwert des gewöhnlichen keinem Funken oder Lichtbogen ausgesetzt gewesenen Leuchtgases, dann aber im sich selbst überlassenen Gase stark anstieg.

8. Die Leitfähigkeit hatte meist ausgeprägt unipolaren Charakter.

Die hier gewonnenen Phänomene werden vielleicht verständlich, wenn wir annehmen, daß der Elektrizitätstransport im künstlich leitfähig gemachten Gase auf folgende drei Arten besorgt wird:

A. Durch sehr schwer bewegliche und langsam rekombinierende Ionen, welche entweder vom Funken oder Lichtbogen geschaffen wurden resp. später im Gase entstehen. (Über letztere Auffassung siehe weiter unten.) Dank der verschiedenen Beweglichkeit und Diffusion dieser Ionen wird auch der von ihnen getragene Strom stark vom Vorzeichen abhängig sein.

B. Durch kleinere resp. größere Staubteilchen (vielleicht auch in kolloidaler Verteilung), welche entweder eine Eigenladung besitzen, indem sie sich einem Ion anlagern, oder welche sich im ungeladenen Zustande dank der Unsymmetrie des Feldes, in dem sie sich befinden, zu bewegen anfangen.

Eine elektrische Konvektion durch Staub ist schon früher von Nahrwold[1]) beobachtet worden, allerdings haben die von ihm gefundenen Phänomene mit den hier geschilderten wenig Ähnlichkeit. Natürlich mußte je nach dem Überwiegen der einen oder anderen Ionenart, mit der sich die Staubteilchen zusammenlagern, auch der von ihnen getragene Strom stark mit dem Vorzeichen variieren.

C. Durch Brücken, welche sich aus der Zusammenlagerung solcher Staubteilchen aufbauen; hier ist keine Abhängigkeit vom Vorzeichen mehr zu erwarten. Nach Bildung der Brücken wurde die Leitfähigkeit so groß, daß wir sie mit Hilfe des Spiegelgalvanometers messen konnten;

1) Wied. Ann. **5**, 460, 1878.

in diesem Fall zeigte der Strom für kommutiertes Feld völlig gleiche Werte und folgte dem Ohmschen Gesetze, während bei der elektroskopischen Methode, wo die unter A und B besprochenen Leitfähigkeiten noch gut meßbar waren, der unipolare Charakter der Leitfähigkeit am deutlichsten hervortrat.

Die unter A erwähnte Neubildung der Ionen wäre auf folgenden Wegen denkbar: Einmal wäre es nach J. J. Thomson[1]) möglich, daß die Ionen an den Wandungen des Gefäßes nicht vollständig entladen würden und so zu einer Doppelschicht Veranlassung gäben, welche ihrerseits den im Metall enthaltenen Elektronen den Austritt erleichtert; die Elektronen könnten dann im Gase auf ihrem Wege durch Stoß neue Ionen schaffen. J. J. Thomson faßt einen solchen Zustand als eine Art künstliche Radioaktivität auf. Vielleicht haben wir in der J. J. Thomsonschen Hypothese eine Erklärung für das Wiederanwachsen der bereits stark abgeklungenen Leitfähigkeit gefunden.

Ebensogut wäre es aber auch denkbar, wie schon in der Einleitung erwähnt, daß bei der extrem hohen Temperatur im Gase instabile chemische Verbindungen zustande kämen, welche dann ihrerseits wieder mit der Zeit unter Ionenabgabe zerfallen könnten.

Die ebenfalls schon besprochene Bildungsmöglichkeit einer bis jetzt bekannten Radioaktivität oder die Beschleunigung sonst nicht wahrnehmbarer radioaktiver Zerfallsprozesse durch den Einfluß der sehr hohen Temperatur im Funken oder Lichtbogen hat sich aus vorstehender Untersuchung nicht ergeben[2]). Vielleicht ist es aber dank der großen Empfindlichkeit der elektrischen Methoden zum Nachweise radioaktiver Prozesse — sie sind ja den spektralanalytischen weit überlegen — doch möglich, auf einem ähnlichen Wege das erhoffte Ziel zu erreichen, besonders da nach den neuesten Untersuchungen der Glaube an die Beständigkeit radioaktiver Umwandlungsprozesse schwankend erscheint.

Herrn Professor Des Coudres, welcher durch sein außerordentlich liebenswürdiges Entgegenkommen mir die experimentelle Durchführung dieser Arbeit am Theoretisch-Physikalischen Institut der Universität Leipzig ermöglichte, möchte ich auch an dieser Stelle meinen wärmsten Dank aussprechen.

1) Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsch von E. Marx, S. 353.

2) Im Anschluß an diese Arbeit habe ich versucht, Thoriumemanation einem Funken oder Lichtbogen auszusetzen und etwaige Veränderungen an ihr zu studieren. Wesentliche Einflüsse haben sich bis jetzt nicht ergeben, wohl aber zeigten die Experimente einige neue Phänomene im Zusammenwirken der durch die Emanation und der durch den Lichtbogen resp. Funken erzeugten Ionen, über die ich demnächst zu berichten gedenke.

(Eingegangen 21. September 1908.)

Ein Apparat zum Messen von Meerestiefen.

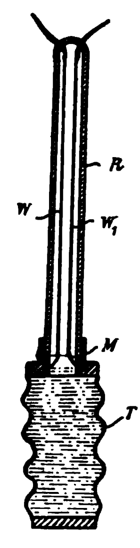
Von A. Schortau.

Alle Lotungen und Tiefenmessungen, welche bisher vom Schiffe aus gemacht werden, haben den Nachteil, daß nach jeder Messung das Lot wieder an Bord gehoben werden muß. Der von der Marine am meisten gebrauchte Apparat besteht aus einer langen oben geschlossenen Glasröhre, welche an einem schweren Lot befestigt ist und innen einen Metallspiegelbelag besitzt.

Das Lot wird an einem Tau in das Meer abgelassen und das Wasser dringt von unten in die Röhre ein, wobei es mehr oder weniger, je nach seiner Tiefenlage, die in der Röhre befindliche Luft zusammenpreßt. Hierbei wird der vom Meerwasser berührte Metallspiegelbelag abgefressen. Nachdem das Lot wieder an Bord geholt ist, wird aus der restierenden Länge des stehengebliebenen Spiegelbelages unter Berücksichtigung des Luftdruckes die gewesene Tiefe berechnet.

Diese Methode hat den Vorteil, daß die Messung vom fahrenden Schiff aus gemacht werden kann; aber den Nachteil, daß die momentan vorhandene Tiefenlage des Lotes unbestimmbar ist, das Lot zur Feststellung der Tiefen erst an Bord geholt werden muß und zu einer neuen Messung eine neue Röhre einzusetzen ist.

Mit Hilfe des vom Verfasser konstruierten Apparates werden alle diese Nachteile aufgehoben.



Der Apparat besteht aus einer oben geschlossenen Glasröhre R, in welcher sich zwei Widerstandsdrähte W und W_1 befinden, welche mit zwei in der oberen Röhre eingeschmolzenen Platinösen verbunden sind. Der untere offene Teil der Röhre ist in einer Metallmuffe M fest eingesetzt, welche in eine Eisendose T herme-

tisch eingeschraubt ist, deren Seitenwände eingepreßte Ringe besitzt, wie sie die Dosen von Aneroidbarometern haben. Hierdurch wird die Dose elastisch federnd. Die Dose selbst ist bis zur Muffe mit gereinigtem Quecksilber gefüllt.

Wenn auf die Dose ein Druck ausgeübt wird, so dringt das Quecksilber in die Röhre ein, preßt die in der Röhre befindliche Luft zusammen und schaltet durch Kurzschließung der Widerstandsdrähte Widerstand aus. Der Widerstand kann mit Hilfe einer Meßbrücke genau gemessen werden.

Wird dieser Apparat an ein schweres Lot befestigt und an einem zweiaderigen Kabel mit fester Tragleine in das Meer abgelassen, so wird je nach der Tiefenlage die Wassermasse auf die Dose einen Druck ausüben, wodurch das Quecksilber in die Röhre getrieben wird und dementsprechend die Widerstandsdrähte verkürzt. Es kommt hier das Gay-Lussacsche Gesetz zur Anwendung, daß sich die Drucke umgekehrt proportional wie die Volumina der Gase verhalten. Durch Messung des Widerstandes an Bord ist man jederzeit in der Lage die Tiefe des Lotes zu wissen. Die Skala der Meßbrücke kann praktisch in Metern geeicht werden und ist dann nur das Resultat durch die Variation des Luftdruckes mit einem Koeffizienten zu multiplizieren, der aus einer berechneten Tabelle entnommen werden kann. Für sehr genaue Messungen ist noch das jeweilige spezifische Gewicht des Seewassers in Rechnung zu ziehen. Der Widerstand des Leitungskabels muß natürlich ständig eingeschaltet bleiben, was sehr leicht erreicht ist, durch zwei Schleifringe und Metallbürsten an der Kabelwinde. Durch geeignete Normierung des Meßdrahtes der Meßbrücke läßt sich der Widerstand des Kabels kompensieren.

Daß die Glasröhre zerreißen wird, ist nicht zu befürchten, da sich die Drucke von innen und außen der Röhre immer das Gleichgewicht halten.

(Eingegangen 24. September 1908.)

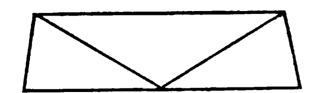
Praktische Ecke.

Geradsichtiges Prisma zur Projektion von Spektren.

Von Joh. Koenigsberger.

Das im folgenden beschriebene geradsichtige Flüssigkeitsprisma besitzt dieselbe Dispersion wie die Prismen nach Wernicke, ist aber in der Herstellung einfacher als diese und kann daher bei gleicher Größe mit der Hälfte der Kosten und bei steigender Größe, wenn rohe Lichtstärke notwendig ist, mit viel geringeren Kosten hergestellt werden.[1]) Ein säurefest bei 400° gekitteter nahezu rechtwinkliger Flüssigkeitstrog von oben gesehen, wie Figur, ist in drei Prismen geteilt, von denen die beiden äußeren mit einer Flüssigkeit von geringer Dispersion, das innere mit einer Flüssigkeit von viel größerer Dispersion und ähnlichem Brechungsindex gefüllt sind. Die Flüssigkeiten bleiben in dem zugekitteten Prisma, verändern sich nicht[1]) und brauchen nicht zurückgegossen zu werden. Geradsichtige Prismen sind bisher von den größeren optischen Werkstätten in vier Ausführungen hergestellt worden.

1. Kombination von Crownglas und Flintglasprismen nach Amici-Jansen (Dispersion C—F etwa 1°—2°), Rutherfordprismen (Dispersion C—F 3°—3°50). Diese Prismen sind für genaue Messungen zwar durchaus den Flüssigkeitsprismen vorzuziehen, da ihre Dispersion viel weniger von der Temperatur abhängt, aber für



Projektion usw. sind sie der geringen Dispersion und der mit zunehmender Größe rasch steigenden Herstellungskosten wegen nicht geeignet.

2. Flüssigkeitsprismen mit Füllung, die Violett etwa bis 380 $\mu\mu$ gut durchläßt. Dipersion C—F etwa 2°30′—4°30′.

3. Flüssigkeitsprismen mit Füllung, die nur bis Blau gut durchlässig ist. Dispersion C—F etwa 3°30′—5°.

4. Kombinationen von geradsichtigen Prismen durch Aneinandersetzen oder Reflexion.

Das neue Prisma gehört zur Kategorie 2, hat bei Zimmertemperatur eine Dispersion C—F etwa 4° und ist bis 400 $\mu\mu$ gut durchlässig. Eine sehr hohe Dispersion, nämlich 8°, kann leicht durch Hintereinanderschalten zweier Prismen bewirkt werden. Ein solches System von zwei Prismen stellt sich immer noch weit billiger als ein einfaches Wernickeprisma. Nach den Erfahrungen des Verf. ist das Hintereinanderstellen der Herstellung von fünfteiligen Prismen und für Projektionszwecke der Reflexion an einer Fläche weitaus vorzuziehen.

1) Die Prismen, sowie eine dazugehörige einfache Projektionsvorrichtung werden von der Firma F. Hellige & Co. in Freiburg i/B. hergestellt.

1) Nur bei Temperaturen unter 0° tritt Gefrieren ein, es genügt aber, das Prisma kurze Zeit in ein warmes Zimmer zu stellen, damit es wieder gebrauchsfähig wird.

(Eingegangen 27. September 1908.)

Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes Licht.

Von E. Grimsehl.

Ebenso wie man die feinen Trübungsteilchen, die sich bilden, wenn man eine sehr stark verdünnte Mastixlösung in Wasser gießt, als Analysator bei Polarisationsversuchen verwenden

kann, kann man auch einen mit Lack überzogenen Schirm als Analysator verwenden. Man stellt sich einen solchen Schirm am einfachsten her, indem man einen Schirm aus Karton mehrmals mit einem dünnflüssigen Gemisch aus Schellacklösung und Kienruß mittels eines großen weichen Pinsels so überstreicht, daß nach dem Trocknen ein gleichmäßig mattschwarzer Überzug entsteht. Die Schellacklösung muß, wenn der Anstrich mattschwarz werden soll, sehr stark mit Spiritus verdünnt sein.

Mittels eines solchen Schirmes gestaltet sich die objektive Demonstration der meisten Polarisationsversuche außerordentlich einfach. Wenn man z. B. das Kalkspatkreuz objektiv demonstrieren will, so braucht man nur einen kleinen Nicol von etwa 8 mm Seitenlänge, durch den man das Licht einer elektrischen Bogenlampe sendet. In den Strahlengang wird dann eine Konvexlinse, ein Brillenglas von 5 cm Brennweite eingeschaltet. Dort, wo die Strahlen konvergieren, wird eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kalkspatplatte eingesetzt und dann wird in den Weg der divergent austretenden Lichtstrahlen an irgendeiner Stelle der Projektionsschirm unter etwa 45^0 Neigung aufgestellt. Es entsteht auf dem Schirme das Kalkspatkreuz in wunderbarer Schönheit; es ist in einem großen Raume weithin sichtbar.

Offenbar wirkt hier jedes einzelne Teilchen des Schirmes in der Weise als Analysator, daß an jeder Stelle eine dünne Lackschicht das Licht reflektiert. Das in die Lackschicht eintretende Licht wird von dem Kienruß absorbiert; daher ist das reflektierte Licht fast vollständig polarisiert und das Polarisationsbild ist sehr rein. Von Vorteil ist es, daß die Schicht uneben ist, denn dadurch wird die Reflexion diffus; daher sieht man das Projektionsbild von fast allen Richtungen aus. Natürlich ist der Glanz des Bildes in einer Richtung besonders schön. Man kann, wenn man seine Stellung zum Projektionsschirm verändert, wenn man also einmal mehr von oben, ein andermal mehr von der Seite sieht, ohne Veränderung der Stellung des Polarisators abwechselnd das helle und das dunkle Kalkspatkreuz sehen.

Da der Öffnungswinkel des Projektionsschirmes fast 180^0 ist, so bietet es keine Schwierigkeiten, das Achsenkreuz zweiachsiger Kristalle objektiv so darzustellen, daß man gleichzeitig das Bild um beide Achsen herum auf den Schirm bekommt.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Tagesereignisse.

Preisausschreiben der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

Die Deutsche Meteorologische Gesellschaft schreibt einen Preis von 3000 (drei Tausend) Mark aus für die beste Bearbeitung der bei den internationalen Aufstiegen gewonnenen meteorologischen Beobachtungen, soweit sie veröffentlicht vorliegen.

Bedingungen.

1. Es steht den Preisrichtern frei, geeignetenfalls den Preis zu teilen.
2. An der Preisbewerbung können sich Angehörige aller Nationen beteiligen.
3. Die anonym einzureichenden Bewerbungsschriften sind in deutscher, englischer oder französischer Sprache zu verfassen, müssen einseitig und gut lesbar geschrieben, ferner mit einem Motto versehen und von einem versiegelten Umschlag begleitet sein, der auf der Außenseite dasselbe Motto trägt und inwendig den Namen und Wohnort des Verfassers angibt.
4. Die Zeit der Einsendung endet mit dem 31. Dezember 1911, und die Zusendung ist an den unterzeichneten Vorsitzenden der Gesellschaft (Geheimen Regierungsrat Professor Dr. G. Hellmann, Berlin W. 56, Schinkelplatz 6) zu richten.
5. Die Resultate der Prüfung der eingegangenen Schriften durch fünf Preisrichter werden 1912 in der Meteorologischen Zeitschrift bekannt gegeben werden.

Der Vorsitzende der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.
Hellmann.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Krakau Dr. Konstantin Zakrzewski für Experimentalphysik, an der Technischen Hochschule Brünn Dr. Erwin Lohr für Physik.

Verliehen: Dem Privatdozent für Mathematik an der Universität Bonn Dr. Konstantin Carathéodory der Titel Professor.

Gestorben: Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Aachen Geheimer Regierungsrat Dr. Adolf Wüllner, der frühere Dozent der Klimatologie an der Universität Wien Dr. Josef Schreiber.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. | 1. November 1908. | 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 9. November 1908.

INHALT:

80. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Köln vom 20. bis 26. September 1908. S. 729.

Präsenzliste der Abteilung II (Physik). S. 730.

Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:

E. Marx, Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung. S. 731.

A. Korn, Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie. S. 736.

F. P. Liesegang, Konstruktionstypen des Kinematographen. S. 741.

A. L. Bernoulli, Atomzerfall und Serienspektren. S. 745.

G. Berndt, Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen. S. 750.

F. Löwe, Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube. S. 752.

Drecker, Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur. S. 754.

A. H. Bucherer, Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie. S. 755.

J. Classen, Eine Neubestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathodenstrahlen. S. 762.

W. Wien, Über positive Strahlen. S. 765.

J. Stark, Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese. S. 767.

W. Krebs, Vulkanismus im Planetensystem. S. 773.

W. Krebs, Vereinfachungen im meteorologischen Instrumentar. S. 774.

W. Krebs, Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im naturwissenschaftlichen und physikalischen Unterricht. S. 774.

P. Debije, Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens. S. 775.

M. Laue, Das Additionstheorem der Entropie. S. 778.

G. Meyer, Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede. S. 780.

W. Voigt, Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Foersterling). S. 782.

K. Scheel u. W. Heuse, Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke. S. 784.

W. König, Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen. S. 788.

A. Korn, Neue Resultate der Telautographie. S. 789.

E. van Everdingen, Über die Ermittlung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung. S. 796.

Besprechungen:

K. Luyken, Die absoluten erdmagnetischen Beobachtungen der Kerguelenstation. II. S. 798.

K. Deinhardt u. A. Schlomann, Illustrierte technische Wörterbücher. II. Die Elektrotechnik. S. 799.

H. Crew, Allgemeine Physik. S. 799.

K. Rosenberg, Experimentierbuch für den Unterricht in der Naturlehre. I. S. 800.

C. Schäffer, Natur-Paradoxe. S. 800.

E. König, Die Autochrom-Photographie. S. 800.

Personalien. S. 800.

Gesuche. S. 800.

80. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Köln, vom 20. bis 26. September 1908.

Nach den so überaus wohlgelungenen Veranstaltungen der Sektion Physik auf der vorjährigen Dresdener Tagung hat vielleicht mancher im Laufe des letzten Jahres mit einer gewissen Sorge der diesjährigen Sektionsarbeit entgegengesehen, fehlte doch in Köln ein großes, mit allen Hifsmitteln ausgestattetes physikalisches Institut, dessen Räume und Hilfsmittel der Sektion sich zur Verfügung stellen konnten. Wenn alle jene Skeptiker, die die Kölner Tagung besuchten, eine durchaus angenehme Enttäuschung erfahren haben, so ist das in erster Linie der aufopferungsvollen Tätigkeit des Herrn Prof. Bermbach zu danken. War auch der Hörsaal der Handelshochschule, in welchem der Hauptteil der Sektionsarbeit sich vollzog, ursprünglich keineswegs für physikalische Zwecke eingerichtet, so wickelte sich doch dank der vorzüglichen Vorarbeit des Ortsausschusses auch der experimentelle Teil stets glatt ab. Auch für die Bedürfnisse der Sektion außerhalb der Sitzungszeit, die gemeinsamen Mittagsmahlzeiten, Treffpunkte usw. war stets mit vorzüglicher Umsicht vorgesorgt.

Der Besuch der Sektion war ein überaus erfreulicher, wofür schon die stattliche Zahl von Physikern auf dem Begrüßungsabend beredtes Zeugnis ablegte. Im Laufe von 5 Sektionssitzungen wurden nicht weniger als 44 wissenschaftliche Vorträge erledigt, an die sich bisweilen recht lebhafte und teilweise auch wirklich nutzbringende Debatten anschlossen.

Im einzelnen gestaltete sich die Tagesordnung der Sektionssitzungen folgendermaßen:

1. Sitzung, Montag, den 21. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Planck (Berlin).

1. E. Marx (Leipzig): Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung.
2. A. Korn (München): Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie.
3. F. P. Liesegang (Düsseldorf): Konstruktionstypen des Kinematographen.
4. A. L. Bernoulli (Aachen): Atomzerfall und Serienspektren.
5. Edgar Meyer (Zürich-Schweiz): Über Lumineszenzerscheinungen am blauen Flußspat.
6. G. Berndt (Halle): Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen.
7. Wießner (Freiwaldau): Beitrag zur Bestimmung der Bahn des Lichtes.

2. Sitzung, Dienstag, den 22. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: v. Oettingen (Leipzig).

8. A. Bestelmeyer (Göttingen): Demonstration eines Luftdruckvariometers zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit im Luftballon.
9. Herm. Th. Simon (Göttingen): Über neuere Methoden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen und Bedeutung derselben für die drahtlose Telegraphie.
10. H. Lehmann (Jena): Die ultraroten Spektra und noch nicht beobachtete Serienlinien von 20 Metallen.
11. Derselbe: Über einen neuen Schirm mit metallischer Oberfläche zur Projektion farbiger und lichtschwacher Bilder.
12. Fr. Klingelfuß (Basel): Neuerungen an Induktorien, insbesondere für Strom- und Spannungsmessungen.
13. R. Gans (Tübingen): Etalon für die magnetische Feldstärke.
14. F. Löwe (Jena): Über ein neues Gitterspektroskop mit direkter Wellenlängenschraube.
15. Drecker (Aachen): Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur.
16. F. Henning (Charlottenburg): Der Sättigungsdruck des Wasserdampfes zwischen 50° und 200° C.

3. Sitzung, Dienstag, den 22. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Lecher (Prag).

17. H. W. Schmidt (Gießen): Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf radioaktive Prozesse.
18. A. H. Bucherer (Bonn): Messungen an Becquerelstrahlen.

19. Classen (Hamburg): Eine Neubestimmung von $\frac{e}{m}$ für Kathodenstrahlen.
20. W. Wien (Würzburg): Über positive Strahlen.
21. H. Rubens (Berlin): Über die Abhängigkeit des Emissionsvermögens der Metalle von der Temperatur.
22. J. Stark (Hannover): Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese.
23. Rud. Ladenburg (Breslau): Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffes (nach gemeinsam mit Stanislaw Loria ausgeführten Versuchen).
24. Rud. Ladenburg (Breslau): Über die Anfangsgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen (nach Versuchen von Erich Ladenburg und Karl Markau).

4. Sitzung, Mittwoch, den 23. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: Kayser (Bonn).

25. Cantor (Würzburg): Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes.
26. v. Baeyer (Berlin): Über Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen.
27. Füchtbauer (Würzburg): Sekundärstrahlen sehr langsamer Kathodenstrahlen.
28. M. Planck (Berlin): Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik.
29. v. Baeyer (Berlin): Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.
30. Cl. Schäfer (Breslau): Beugung elektromagnetischer Wellen an zylindrischen Hindernissen.
31. P. Debije (München): Das elektromagnetische Feld um eine Kugel und die Theorie des Regenbogens.
32. Searle (Cambridge): Die Energiestrahlung seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt.
33. — Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung.
34. Zeeman (Amsterdam): Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne.
35. M. Laue (Berlin): Über das Additionstheorem der Entropie.
36. C. Fredenhagen (Leipzig): Temperaturstrahlung und Reaktionsstrahlung und ihre Bedeutung für die Spektroskopie und Photochemie.

5. Sitzung, Mittwoch, den 23. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Voigt (Göttingen).

37. G. Meyer (Köln): Demonstration einer Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede.
38. Karl Fischer (München): Fixpunkte für tiefe Temperaturen.
39. W. Voigt (Göttingen): Einige neue Beobachtungen im Gebiet der Optik anisotroper Körper.
40. Karl Scheel (Berlin-Wilmersdorf): Brechung und Dispersion des Heliums (nach gemeinsamen Versuchen mit Rud. Schmidt).
41. W. Felgenträger (Charlottenburg): Die Verzeichnungsfehler von Mikroskopobjekten.
42. P. Nordmeyer (Aachen): Über das Funkenpotential bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken.
43. W. Heuse (Berlin): Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetze und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke (nach gemeinsamen Versuchen mit Karl Scheel).
44. W. König (Gießen): Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen.

Ein Teil der Vorträge der 2. Sektionssitzung fand in der Aula der Handelshochschule statt und litt erheblich unter der auffallend schlechten Akustik dieses Raumes.

Auch aus den Nachbarsektionen sind eine Reihe physikalisch interessanter Vorträge zu erwähnen, so vor allen Dingen aus der Sektion 1a (Mathematik)

H. Minkowski (Göttingen): Raum und Zeit.

In Sektion 3 (Angewandte Mathematik und Physik) usw. sprach

Korn (München) über „Neue Resultate der Telautographie";

in Sektion 4 (Chemie einschl. Elektrochemie)

J. Stark (Hannover): über „Spektrale Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Verbindungen".

Auch in den vereinigten Sektionen 6 (Geographie, Meteorologie und Erdmagnetismus) und 7 (Geographie, Hydrographie und Kartographie) fanden dem Physiker interessante Vorträge statt, deren Aufzählung hier zu weit führen würde.

Aber auch in den allgemeinen Sitzungen wurden zum Teil Gegenstände von hohem physikalischen Interesse behandelt. So sprach in der Eröffnungssitzung am Montag

v. Parseval (Berlin) über „Motorballon und Flugmaschine"

und in der Gesamtsitzung beider Hauptgruppen am Donnerstag

Wiener (Leipzig) über „Die Entwicklung der Farbenphotographie".

Am Mittwoch Nachmittag fand im Anschluß an ein Referat von F. Klein (Göttingen) eine Diskussion statt über die Dresdener Vorschläge für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht.

So kann denn die Physik in jeder Hinsicht auf eine ersprießliche Tätigkeit zurückblicken.

Über die Stadt Köln als Feststadt und die gemeinsamen Veranstaltungen ist nur Lobendes zu erwähnen, doch würde ein weiteres Eingehen auf Einzelheiten hier zu weit führen. Erwähnt sei vor allen Dingen noch, daß auch die Bonner Physik ihr redlich Teil zum Gelingen des Ganzen beigetragen hat, insbesondere durch die Einladung der Sektion nach Bonn auf den Freitag Nachmittag. Leider war es dem Berichterstatter nicht möglich, an dieser Exkursion teilzunehmen.

E. Bose.

Präsenzliste der Abteilung II (Physik).

Name	Wohnort	Name	Wohnort	Name	Wohnort
Archenhold, F. S.	Treptow	Bose, E.	Danzig	Debije, P.	Aachen
		Braun, F.	Straßburg	Dechend, v., H.	Freiburg i. B.
		Breuer, A.	Trier	Dember, H.	Dresden
Baeyer, v., O.	Berlin	Bucherer, Alfr.	Bonn	Ditmar, Rud.	Graz
Bakowski, A.	Bonn	Buchkremer, L.	Neuß	Drecker	Aachen
Beckenhaupt, C.	Altenstadt-	Burski, v.	Köln	Druxes	Köln
	Weißenburg	Busch, H.	Göttingen		
Bergmann, F.	Berlin				
Bermbach	Köln			Edelmann, M.	München.
Berndt	Cöthen			Edler	Halle a. d. S.
Bernoulli	Aachen	Cantor	Würzburg	Eversheim, Paul	Bonn
Bernoulli, R.	Basel	Cermak, P.	Gießen		
Bestelmeyer, A.	Göttingen	Classen	Hamburg		
Borchardt, Br.	Charlottenburg	Conrat, F.	Amsterdam	Felgenträger, W.	Charlottenburg
Born, Max	Breslau	Cranz,	Berlin	Fischer, K. T.	Solln b. München



Name	Wohnort
Fredenhagen, C.	Leipzig
Fricke, K.	Bremen
Füchtbauer, Chr.	Würzburg
Gaede, W.	Freiburg i. B.
Gans	Tübingen
Geisler, H.	Köln
Geitler, Ritter v.	Czernowitz
Goetze, R.	Leipzig
Greenau, A.	Köln
Grisson	Berlin
Grumnach	Berlin
Hagenbach, A.	Basel
Hallwachs	Dresden
Hantzsch, A.	Leipzig
Happel, H.	Tübingen
Heine, H.	Köln
Henning, F.	Charlottenburg
Heuse, W.	Friedenau-Berlin
Heusgen, C.	Wiesbaden
Hildebrand, G.	Leipzig
Holzapfel, P.	Köln
Ignatowski, v., W.	Gießen
Iklé, Max	Charlottenburg
Jentzsch, Felix	Berlin W
Kayser, H.	Bonn
Klingelfuß, Fr.	Basel
Koelzer	Bonn
König, W.	Gießen
Konen, H.	Münster
Koppes, J.	Luxemburg
Korn, A.	München
Krüger, Fr.	Göttingen
Krüger, Fr.	Altenburg, S.-A.
Kuwaki	Tokio
Ladenburg, Rud.	Breslau
Lang, J.	Köln
Laue, M.	Berlin
Lecher, E.	Prag
Lehmann, H.	Jena
Lehmann, O.	Karlsruhe
Leitz, E.	Wetzlar
Leppin, O.	Berlin
Liesegang, J.	Düsseldorf
Liesegang, F. P.	Düsseldorf
Linck, G.	Jena
Löwe, C.	Jena
Madelung, F.	Göttingen
Marx, E.	Leipzig
Mebius, A. C.	Gothenburg
Menge, J.	Köln
Mettegang, H.	Schlebusch
Meurer, H.	Köln
Meyer, Edgar	Zürich
Meyer, G.	Köln
Meyer, Stefan	Wien
Meyer, Th.	Köln
Mies	Bonn
Mießner, H.	Bromberg
Minkowski, H.	Göttingen
Neesen, F.	Berlin
Noack, K.	Gießen
Nordmeyer, P.	Aachen
Oettingen, v., Arth.	Leipzig
Pallme-König, P.	Steinschönau (Böhmen)
Palme, H.	Haida (Böhmen)
Pfaundler	Graz
Pflüger, A. W.	Bonn
Planck, M.	Berlin
Pleßner, L.	Köln
Pockels, F.	Heidelberg
Poske, F.	Berlin-Friedenau
Preyer	Düsseldorf
Reich, M.	Göttingen
Reichel	Chemnitz
Remelé, A.	Eberswalde
Richter	Marburg
Richter, O. J.	Prag
Riedel	Braunschweig
Röckerath, M.	Köln
Rosenthal, J.	München
Rubens, H.	Berlin
Schall, A.	Breslau
Schaefer, Cl.	Breslau
Scheel, C.	Wilmersdorf
Schmidt, A.	Köln
Schmidt, Erich	Berlin
Schmidt, H. W.	Gießen
Schneider, A.	Hamburg
Schneider, H.	Hamburg
Schürmayer	Berlin
Searle	Cambridge
Seddig, M.	Frankfurt a. M.-Buchschlag
Seitz, W.	Aachen
Sellentin, R.	Elberfeld
Siedentopf, Henry	Jena
Sieg, E.	Köln
Simon, H. Th.	Göttingen
Sommerfeld, A.	München
Spies, J.	Barmen
Spies, P.	Posen
Stadler, H.	München
Stark, J.	Greifswald
Strache, H.	Wien
Strotmann, W.	Köln
Tanern, O. D.	Freiburg i. B.
Uller, Karl	Gießen
Valentiner, S.	Berlin
Vogel, O.	Düsseldorf
Voigt, W.	Göttingen
Voller, A.	Hamburg
Wallot, Jul.	Freiburg i. B.
Walz	Hameln a. d. W.
Weber, Leonh.	Kiel
Weber, R. H.	Rostock
Wehnelt, Arth.	Friedenau-Berlin
Wertheimer	München
Wettstein v. Westersheim	Wien
Wien, W.	Würzburg
Wiener, O.	Leipzig
Wießner, W.	Freiwaldau
Wurtzel, R.	Berlin
Zeeman	Leyden
Zickendraht, H.	Basel

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Erich Marx (Leipzig), Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung.

Die Phasenexperimente, welche ich bei meiner Untersuchung über die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen anstellte, zeigten, daß bei richtiger Einstellung des verwendeten Apparats ein der schwingenden Elektrode gegenüberstehendes Elektrometer schwache positive Ausschläge anzeigte, wenn die Elektrode positiv angetroffen wurde, und starke negative Ausschläge, wenn sie negativ angetroffen wurde. Auf diese Weise ließ sich die Wellenlänge der Schwingung, welche die Einstellung des Apparats bedingte, durch alleinige Einwirkung der Röntgenstrahlen nachweisen. Die negativen Elektrometerausschläge hatten hierbei solche Größe, daß sie nur durch Einsetzen einer selb-

ständigen Feldentladung erklärt werden konnten, während die Größenordnung der positiven Ausschläge derjenigen entsprach, die nach den Ionisationseffekten die durch Röntgenstrahlen eingeleitet werden, zu erwarten war.

Die theoretische Erklärung für dieses einseitige polare Verhalten der Feldentladung und das Verhalten des Nullapparats überhaupt habe ich seinerzeit zu geben versucht[1]).

Im Anschluß an meine damalige Publikation wurde ich von Herrn W. Wien gütigst brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß eine unabhängige, experimentelle Stütze für die in Diskussion gezogene, polare auslösende Wirkung der Röntgenstrahlen gar nicht vorliege, und daß es deshalb für diese Sache von großer Wichtigkeit sei, unter möglichst durchsichtigen Versuchsbedingungen diese Eigenschaft der Röntgenstrahlen zur Demonstration zu bringen. Ein Resultat der hierauf von mir unternommenen Untersuchung[2]) will ich Ihnen heute vorführen. Ich darf bemerken, daß es sich zeigte, daß meine Behauptungen über die Wirkungsweise der Röntgenstrahlen prinzipiell durchaus richtig, aber in ihren Konsequenzen noch nicht weitgehend genug gewesen sind. Ich werde Ihnen nämlich zeigen, daß, wenn eine *Pt*-Elektrode in negativem Zustande durch ein geerdetes *Al*-Fenster von Röntgenstrahlen getroffen wird, die Entladung, wie seinerzeit behauptet, beträchtlich erleichtert wird, daß sie aber nicht nur nicht erleichtert wird, wenn sie positiv angetroffen wird, sondern sogar in diesem Falle beträchtlich erschwert wird, so daß dann die Entladung bei positiv angetroffener Elektrode erst einsetzt, wenn die Röntgenstrahlen ausgeschaltet sind. Dieses Verhalten muß auf den ersten Blick paradox erscheinen; man sollte vielmehr erwarten, daß im Falle des positiven *Pt* die Entladung am *Al*-Fenster, das ja dann Kathode ist, ausgelöst wird. Das Schema des Apparats ist aus der Figur ersichtlich. Das *Al*-Fenster bleibt

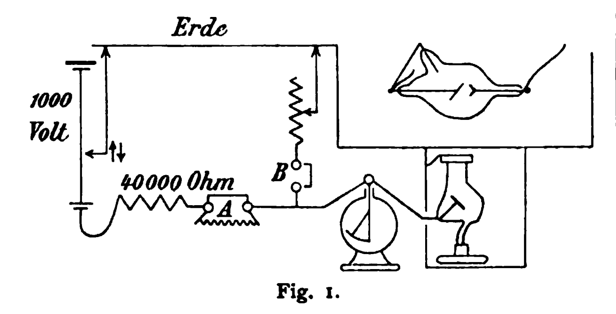


Fig. 1.

geerdet; die bestrahlte Elektrode wechselt während der beiden Experimente, die ich zeigen will, ihr Vorzeichen.

[Es werden —700 Volt angelegt, ohne daß eine Entladung eintritt, und gezeigt, daß bei Zulassung der Röntgenstrahlen bei —500 Volt bereits Auslösung erfolgt. Andrerseits wird gezeigt, daß ohne Röntgenstrahlen +450; mit Röntgenstrahlen +500 Volt angelegt werden können, ohne daß Entladung eintritt. Beim Abblenden setzt die Entladung ein.]

Die Erklärung dieses Experiments[1]) liegt ganz in Richtung der früher angegebenen Theorie des Nullapparats, geht nur noch in gleicher Richtung etwas tiefer als früher. Der Kürze halber enthalte ich mich, hier näher auf diese theoretische Seite einzugehen. Hier kommt es mir wesentlich auf die Feststellung der Tatsache an, daß wenn eine *Pt*-Elektrode in positivem Zustande von Röntgenstrahlen angetroffen wird, eine nicht schon vorher vorhandene Entladung nicht nur nicht einsetzen kann, sondern gerade im Gegenteil erschwert wird, daß aber das Umgekehrte der Fall ist, wenn die Elektrode negativ angetroffen wird; daß sie dann um etwa 40 Proz. erleichtert wird.

1) Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **10**, 138, 1908.
2) Vgl. Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. **60**, 248—266, 1908.

1) Vgl. Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss., l. c.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Diskussion.

Franck: Herr Marx hat heute gezeigt, daß, wenn man durch Röntgenstrahlen eine Glimmentladung auslöst, die durch Gleichstrom betrieben wird, ein unipolarer Effekt eintritt, und zwar derart, daß eine Auslösung der Entladung erfolgt, wenn die Elektrode negativ getroffen wird, und eine Hinderung, wenn sie positiv getroffen wird. Darauf hat Herr Marx eine Extrapolation auf Glimmentladungen bei schnellen Schwingungen angestellt. Das ist nur zulässig, wenn der Zustand, der durch die Röntgenstrahlen an der Elektrode geschaffen wird, nicht träge ist. Denn eine träge Einwirkung würde bei Schwingungen unabhängig davon, ob die Ankunftszeit der Röntgenstrahlen mit der Plusphase oder der Minusphase der bestrahlten Platte zusammenfällt, beiden Phasen in gleicher Weise zugute kommen, da ja bei Schwingungen das Potential sehr oft wechselt, in einer Zeit, in der ein träger Zustand unverändert fortbesteht. Aus den angeführten Versuchen folgt nun mit Gewißheit oder scheint mir zu folgen, daß wirklich eine Trägheit vorliegt. Ich spreche jetzt nur von den hier vorgeführten Gleichstromversuchen. Aus ihnen ersieht man die Trägheit der Röntgenstrahleinwirkung dank folgender Überlegung. Die Versuche sind mit einem gewöhnlichen Röntgenrohr gemacht. Es wird mit einem Induktor von, sagen wir 100 Unterbrechungen in der Sekunde, betrieben. Ein so gespeistes Röntgenrohr stellt



natürlich keine konstante Strahlenquelle dar. Sondern stellt man die Strahlungsintensität des Rohrs mit der Zeit graphisch dar, so erhält man folgende Kurve:

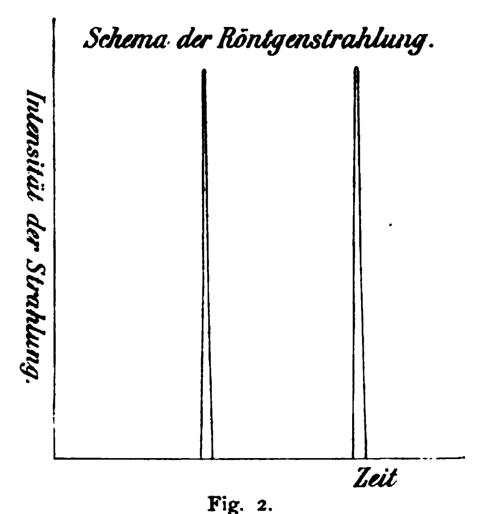


Fig. 2.

Wir haben also lange strahlenlose Epochen (etwa $^1/_{100}$ Sekunde) und dann plötzlich eine intensive Strahlung, etwa $^1/_{10000}$ Sekunde lang. Trifft eine solche intermittierende Strahlung die negative Platte, so wird, wie wir sahen, die Entladung ausgelöst und bleibt auch während der strahlenlosen Epochen bestehen. Aus diesem Faktum kann man nicht schließen, ob der Zustand, welcher auslöst, träge oder nicht träge ist, denn man kann sagen, daß die einmal ausgelöste Entladung sich etwa durch die freien Ionen eine Zeitlang auch ohne die erleichternde Einwirkung der Röntgenstrahlen zu erhalten vermag. Aber an der positiven Platte haben wir gesehen, daß die Glimmentladung, wenn die Platte von der intermittierenden Strahlung getroffen wird, gehindert wird, selbst wenn man das Potential über das Anfangspotential der Entladung steigert. Das heißt, daß die Wirkung die ganze Zeit andauert, auch während der strahlenlosen Epoche, also ist der Zustand hier ein träger. Denn wir haben ja eine konstante Verhinderung der positiven Entladung unter der stark inkonstanten Einwirkung der Strahlen. Machen wir nun die Anwendung auf Versuche mit schnellen Schwingungen. Ich nehme dazu an, wir hätten ein Röntgenrohr, das imstande ist, im Takte Hertzscher Schwingungen Röntgenstrahlen auszusenden.

Fällt die Ankunftszeit der Strahlen mit der negativen Phase zusammen, so gibt es eine Entladung. Fällt die Ankunftszeit der Strahlen mit der positiven Phase zusammen, so heißt das nur, daß die Röntgenstrahlen ungefähr $^1/_{5000000}$ Sekunde vor der negativen Phase eintreffen; der durch die Röntgenstrahlen geschaffene Zustand vermag aber, wie wir sahen, mindestens $^1/_{100}$ Sekunde anzudauern, folglich findet die negative Phase diesen Zustand noch vor, die Entladung setzt also ebenfalls ein. Es folgt also der umgekehrte Schluß als der, den Herr Marx gezogen hat. Herr Marx hätte sich davon überzeugen müssen, daß eine solche Trägheit nicht vorliegt, ehe er die Extrapolation auf schnelle Schwingungen machte.

Marx: Das Grundprinzip ist gerade das, daß das Eintreffen der Röntgenstrahlen nur während einer Phase eintritt. Wenn aber bei positiver Phase Erschwerung der Entladung eintritt, so ist das ein großer Vorteil. Ich kann dann nämlich ein viel höheres Potential anlegen, ohne daß die Entladung einsetzt. Die Röntgenröhre ist ja so eingerichtet, daß nur eine Phase, entweder die positive oder die negative, angetroffen werden kann. Das ist ja das Grundprinzip des Ganzen. Nun komme ich zu der Trägheit des geschaffenen Zustandes: Wenn das negative Polarisationsgebiet der Plusphase, das hier die Erschwerung der Entladung bedingt, zeitlich die positiv angetroffene Phase überdauert und bis zur unbestrahlten negativen Phase hin als Trägheitserscheinung bestehen bleibt, so kann dann in negativer Phase die Entladung a fortiori deshalb nicht übergehen, weil das restierende negative Polarisationsgebiet ja in diesem Falle notwendig den Potentialfall der Kathode verringern muß. Also ist das Einsetzen der Entladung auch in negativer Phase erschwert. Die Trägheit ist also hier gerade günstig. Hätte ich das übersehen, so wäre ja das Ganze ein großer Unsinn.

Franck: Ich glaube, Herr Marx hat mich nicht verstanden. Ich billige ihm hier zu, daß hier nur entweder die positive oder negative Phase getroffen wird, obwohl ich nicht glaube, daß es ein solches Röntgenrohr gibt. Ich habe aber dann den Schluß gezogen, daß die Einwirkung auf die Elektrode eine träge ist, und wenn wir mit Herrn Marx annehmen, daß es ein Röntgenrohr gäbe, welches nur die positive Phase antrifft, so dauert die Wirkung nach, bis die negative Phase kommt, denn diese kommt $^1/_{5000000}$ Sekunde später, und aus den Versuchen geht hervor, daß die Wirkung $^1/_{100}$ Sekunde andauern kann.

Marx: Wenn die positive Elektrode getroffen wird, findet keine Entladung statt, sondern sogar Erschwerung der Entladung bei Bestrahlung.

Franck: Nur während der Dauer der positiven Phase.

Marx: Ja; also, während das Bleiblech aufgelegt ist, findet keine Entladung statt, auch nicht bei negativer Phase. Es findet also sicher überhaupt keine Entladung statt, wenn die Elektrode allein positiv, nicht negativ angetroffen wird; das geben Sie zu?

Franck: Nein!

Marx: Das ist schlimm, das müssen Sie zugeben.

Vors. Planck: Die Gegensätze sind so unversöhnlich, daß wir wohl die Hoffnung aufgeben müssen, daß Sie in dieser Diskussion zu einer übereinstimmenden Meinung kommen. Es soll also die Diskussion so stattfinden, daß die beiden Herren erst zum Schlusse wieder zu Wort kommen.

Klingelfuß (Basel): Nach meinen Beobachtungen verlaufen die Röntgenstrahlen innerhalb der Periode der Unterbrechungen nicht so kurz (plötzlich); dauern sie (die einzelnen Schwingungen) etwa $^1/_{10000}$ Sekunde, während die Unterbrechungszahl hundert in der Minute ist, so kann die Kurve, wenn auch in abnehmender Stärke (Amplitude) sich wiederholen. (Das hängt mit den Eigenschwingungen des Induktoriums zusammen. — Vgl. Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen, Bd. XII, S. 275, 1908.)

Bestelmeyer (Göttingen): Es liegen photographische Messungen von Angerer vor über die Dauer der Röntgenstrahlen, und daraus ergibt sich, daß die Emissionsdauer ganz kurz ist. Periodische Entladungen kommen wohl vor, aber nur sehr wenige, eine oder zwei nacheinander, und die gesamte Emissionsdauer bei einer Unterbrechung ist immer nur von der Größenordnung von einigen Zehntausendstel Sekunden.

Wiener: Die Herren Franck und Pohl haben sich ein Verdienst erworben, daß sie versuchten, die Versuche von Marx zur Bestimmung der Röntgenstrahlengeschwindigkeit zu wiederholen. Sie haben das Problem von einer anderen Seite in Angriff genommen und sind auf Schwierigkeiten gestoßen; sie haben Fehlerquellen gefunden, und ich habe den Eindruck, daß sie sich für die Fehlerquellen so interessierten, daß sie schließlich darüber die Methode verloren haben. Man kann schließlich auch Widerstandsmessungen mit der Wheatstoneschen Brücke durch angehängte Kapazitäten und selbst einfache Längenmessungen durch genügend große Parallaxefehler illusorisch machen. Unter solchen Umständen glaube ich, würde es doch gut sein, wenn von einer dritten Seite die Versuche noch einmal vorgenommen würden, und zwar unter Einhaltung aller Vorsichtsmaßregeln, die von Marx angegeben sind.

Wien: Zu einer endgültigen Kritik dieser Versuche können wir erst gelangen, wenn wir einen genauen Einblick in die Vorgänge haben. Diese Vorgänge sind doch sehr kompliziert. Es handelt sich um die Wirkung der Röntgenstrahlen auf das Gas, dann um ihre Wirkung auf die Elektrode, wobei Sekundärstrahlen auftreten, die dann auch wieder auf das Gas wirken. Diese Menge von Vorgängen läßt sich nicht so ohne weiteres übersehen. Zum Teil mögen sie unipolar sein, zum Teil auch nicht. Solange wir die Vorgänge nicht ganz übersehen können, werden wir wohl sagen müssen: „Non liquet".

Wiener: Es ist keine Frage, daß es sehr erwünscht ist, die Einzelheiten der Vorgänge zu kennen. In der Physik gibt es aber doch eine Unmenge von Dingen, die wir noch nicht wissen, und wollte man immer so lange warten, bis man alle Einzelheiten weiß, so würden wir nur schlecht vorankommen. Es gibt jedenfalls Meßmethoden, die man benutzen kann, ohne in jedes Detail einzudringen. Man kann z. B. mit Detektoren Messungen elektrischer Wellen anstellen, ohne daß die vollständige Theorie des Detektors vorzuliegen braucht. Prinzipiell kann ich nicht zugeben, daß wir einen Schluß nur ziehen dürfen, wenn wir alle Einzelheiten kennen.

Wehnelt: Sind Rohr und Zuleitungen auch völlig gegen die vom Röntgenrohr ausgehenden elektrischen Schwingungen geschützt? Ich erinnere an Versuche, die bei Herrn Richarz angestellt wurden und ergeben hatten, daß unter geeigneten Bedingungen elektrische Schwingungen Entladungen unterdrücken und auch auslösen können. Sollten ähnliche Erscheinungen nicht auch hier wirken?

Bermbach: Die eine Elektrode ist Platin, die andere Aluminium, also ist einmal Platin, das andere Mal Aluminium Anode. Es fragt sich doch, ob dieser Unterschied nicht eine Rolle spielt.

Franck: Aus den Versuchen, die heute gemacht sind, meine ich, muß man schließen, daß träge Erscheinungen vorliegen, und mit solchen kann man nicht arbeiten, wenn man mit äußerst schnellen Schwingungen zu tun hat. Jedenfalls müßte nachgewiesen werden, daß keine Trägheit vorliegt. Herr Professor Wiener wirft uns vor, wir hätten nicht sorgfältig genug gearbeitet oder wir hätten gar Fehler kultiviert. Das ist aber keineswegs der Fall.

Es ist ja ganz sicher, daß man z. B. in der Wheatstoneschen Brücke auf Stromlosigkeit prüfen kann und es ganz gleich ist, welche Funktion dem Galvanometer da zukommt; man weiß, was man da mißt, Kapazitäten oder Widerstände, aber hier weiß man eben nicht, ob man Röntgenstrahlengeschwindigkeiten mißt oder Potentialveränderungen. Man darf also nicht sagen, wir haben den Nullapparat und es ist ganz gleich, wie die Theorie liegt. Ich würde vorschlagen, daß, wenn ein Dritter die Methode prüft, darauf geachtet wird, ob die Erscheinungen auftreten, wenn gar keine Potentialänderungen auftreten können. Es wäre außerdem vielleicht gut, daß man die Brücke so wählt, daß durch das überstehende Ende nicht Resonanzen auftreten können, sondern so, daß nur die Phase der Welle verschoben wird. Daß bei einer solchen Brücke, wie sie Herr Marx benutzte, Potentialveränderungen auftreten, hat

früher einmal Rubens bewiesen. Aber das ist nur ein Punkt von vielen, jedenfalls muß man, wenn man der Methode von Marx Beweiskraft zuerteilen will, sich überzeugen, daß Potentialänderungen nicht auftreten können beim Verschieben von Rohr und Brücke.

Marx: Verschiedene Herren haben aufmerksam gemacht auf Schwingungen, die ihrerseits im Röntgenrohr auftreten können. Wenn ich aber eine Röhre mit Hertzschen Schwingungen betreibe, so ist es sehr unwahrscheinlich, daß darüber noch andere, kürzere auftreten, die nicht der Hertzschen Welle zugehören. Es gibt darüber auch entscheidende Experimente, die *ich* ausgeführt habe, und die beweisen, daß das nicht der Fall ist. Eines dieser Experimente ist z. B. der Nachweis der Wellenlänge des Systems allein durch die Röntgenstrahlen. Herr Wien meint, die Vorgänge im Nullapparat müssten so aufgeklärt werden, daß man die Erscheinungen an den Elektroden und im Gase getrennt diskutiere. Ich habe versucht, die Vorgänge gerade in dieser Weise zu klären; es ist *mir* keine Beobachtung an meinem Apparate bekannt, die nicht durch die Theorie gedeckt wäre, und alle Folgerungen, die ich zog, haben sich bestätigt, bevor man die einzelnen Erscheinungen kannte. Niemals hätte man erwarten können, daß vom *Al*-Fenster, wenn es Kathode ist, keine Entladung ausgelöst werden kann. Aus den Versuchen sagte ich aber voraus, daß am Aluminiumfenster sehr wenig Deltastrahlen frei werden könnten. Daß es so ist, hat inzwischen Willy Wien nachgewiesen. Ich hatte das bereits seinerzeit geschlossen und es nicht in der ersten Veröffentlichung mit aufgenommen, weil gerade diese Erscheinung damals noch wenig geklärt war.

Auf die Erklärung der eben vorgeführten Experimente habe ich aus Zeitmangel hier an dieser Stelle verzichtet, sie liegt aber auch wieder ganz in Richtung der Theorie des Nullapparates, die ich in den Verh. d. D. Phys. Ges. entwickelt habe. Herr Wehnelt meint, vielleicht wirkten elektrische Schwingungen hier um die Ecke und bewirkten die Erschwerung. Dann ist nicht einzusehen, wieso das Wegziehen eines Bleibleches über einem Aluminiumblech allein so enorme Wirkungen hervorrufen soll. Wenn ich aber das Ganze völlig einbaue, also nicht nur die Röhre, wie hier, in einen allseitig geschlossenen Kasten setze, und nicht nur durch den großen Blechschirm abschirme, sondern alles völlig unsichtbar metallisch einbaue, bleiben die Versuche genau so bestehen. Entscheidend ist eben erst das: Man muß vollkommene Ruhe haben, wenn das Bleiblech darauf liegt. Die Erscheinung tritt erst ein, wenn man es wegzieht. Hierdurch wird nichts am elektrostatischen Schutz geändert. Herr Bermbach macht auf den Unterschied der Elektroden für die Erklärung aufmerksam, aber das ist es nicht allein, es geht auch bei einer Aluminiumelektrode. Ich kann leider auf die Erklärung jetzt nicht eingehen. Sie ist ausführlich an anderem Orte gegeben.

Ich muß jetzt noch einmal auf den Einwand von Franck zurückkommen. Herr Franck sagt, er gebe zu, daß, wenn die Elektrode positiv getroffen wird, keine Entladung einträte, da aber Trägheit da sei, so komme diese in der negativen Phase auslösend zur Geltung. Diese Folgerung ist ganz unrichtig, gerade das Gegenteil findet statt; die Trägheit wirkt hier so, daß sie den Auslösungseffekt a fortiori polar macht. Ich muß, um dies klar auseinanderzusetzen, mich nun doch etwas über die Natur des demonstrierten Effektes verbreiten: Angenommen, die Elektrode wird positiv getroffen, so tritt, wie Sie gesehen haben, Erschwerung ein. Diese Erschwerung ist dadurch hervorgerufen, daß eine negative Volumladung an der positiven Elektrode sich durch die Bestrahlung bildet, indem sich die freiwerdenden elektrostatisch retardierten Elektronen an die Moleküle anlagern. Dieses so eintretende negative Polarisationsgebiet hat als notwendige Folge einen Anstieg des Anodenfalles, also, da die Klemmenspannung konstant ist, ein Sinken des Kathodenfalles, also ein Erschweren des Einsetzens der Glimmentladung. Worin besteht nun die Trägheit? Lediglich in einem zeitlichen Bestehenbleiben des durch die Röntgenstrahlen geschaffenen Zustandes. Es bleibt also das negative Polarisationsgebiet, das sich während der positiven Phase an der Elektrode bildet, auch während der negativen Phase bestehen. Ein negatives Gebiet an der negativen Elektrode kann aber nie den Kathodenfall bis zur selbständigen Entladung steigern. Das könnte ja nur ein positives Polarisationsgebiet. Vielmehr muß das Umgekehrte der Fall sein: Das negative, restierende Gebiet muß das Gefälle an der Kathode, das bereits vorher nicht zur Entladung ausreichte, nunmehr notwendig so schwächen, daß a fortiori keine Entladung übergehen kann. — Ich glaube, daß wenn ich vorhin breiter auf die Erklärung der Erscheinung, die sich ja, wie ich denke, ganz notwendig so ergibt, eingegangen wäre, auch Herr Franck eingesehen hätte, daß es richtig ist, daß die Polarisationsgebiete, die unter den schnellen Schwingungen Trägheit aufweisen, gerade der Polarität des Auslösungseffektes bei schnellen Schwingungen Vorschub leisten: Ein restierendes negatives Polarisationsgebiet ebbt den Kathodenfall und ging ohne dieses Gebiet keine selbständige Entladung über, dann geht sie mit ihm erst recht nicht über.

Also, m. H., wenn die positive Phase angetroffen wird, geht die Entladung weder in

dieser noch in der folgenden unbestrahlten Phase über. Wird aber die negative Phase getroffen, dann geht sie über, und es ist gleichgültig ob sie dann bestehen bleibt oder nicht. Denn der Übergang der Entladung ist lediglich Indikator für das Antreffen.

Nun zu den Versuchen der Herren: Wenn man eine Röntgenröhre hat, die nicht ganz sauber ist, die zerstäubt ist oder andere Fehler in hinreichender Größe macht, so gehen natürlich in beiden Phasen Strahlen aus. Dann wird man nie durch die Röntgenstrahlen allein die Hertzsche Welle nachweisen können, speziell aber nie finden, daß bei Verschiebung der Röhre sich ceteris paribus die drei Nullpunkte auf dem Brückendraht um drei gleiche Strecken verschieben. Hierin liegt ein experimenteller Beweis dafür, daß wir die Röntgenstrahlengeschwindigkeit messen, also haben wir einen Nullapparat für diese Messung. Das schlimmste ist, daß die Herren sagen, sie hätten dieselbe Erscheinung wie ich, und sie erklären sie nur anders. Das ist einfach nicht der Fall! Z. B. diese eben erwähnte, dreifache Nullpunktsverschiebung ist unmöglich mit Hilfe der Anordnung zu finden, welche die Herren bei ihren Versuchen hatten. Es ist nicht schwer einzusehen, worin der Unterschied der Anordnungen liegt. Die Herren haben gefunden, daß, wenn sie eine leuchtende Entladung haben, die von Tesla-Entladungen herrührt, dann eine Zone, wie Himstedt schon gezeigt hat, entsteht, bei der das Elektrometer um die Nullzone pendelt. Von dieser Zone zeigen sie, daß sie eine Schwankung der Elektrometernadel ausführt, wie sie bei meinen Versuchen bei „Nullstellung" des Elektrometers eintritt. Dergleichen tritt aber bei jedem beweglichen Gleichgewicht und nicht ganz stabilen Versuchsbedingungen ein, und man darf nicht daraus, daß es bei dem Himstedteffekt auch eintritt, schließen, daß die Null in meinem Apparat durch den Himstedteffekt der Tesla-Entladung bedingt ist. Meine Versuche beruhen auf einer ganz anderen Erscheinung, und trotzdem zeigen beide Erscheinungen zum Teil ähnliche Abhängigkeiten, nicht nur in bezug auf den Nullpunkt, sondern auch in bezug auf Druck und Potential, was ja notwendig sein muß, da alle Gasentladungserscheinungen, die hier in Betracht kommen, also Ionenbeweglichkeitserscheinungen, Minimumpotential usw. in analoger Weise vom Druck und Potential abhängen. Das Kriterium, daß man dieser Täuschung, auf deren Möglichkeit Pohl und Franck aufmerksam gemacht haben, nicht anheimfällt, liegt in dem Nachweis der Hertzschen Welle, unter Innehaltung der „Bleikriterien", und in dem Nachweis der äquidistantem Verschiebung der Nullpunkte der Hertzschen Welle bei Röhrenverschiebung. Die Größe der Verschiebung mag sein, welche sie will. Bei einer Verschiebung erfolgt äquidistante Verschiebung von drei Nullpunkten auf dem Brückendraht. Auch ohne diese Verschiebung der Röhre ist sofort zu sehen, ob eine Täuschung durch den Himstedt-Effekt vorliegt: Es darf bei positiven Ausschlägen nie eine Entladung da sein, sondern man hat stets ganz schwache positive Ausschläge, die nur mit einem Dolezalek-Elektrometer äußerster Empfindlichkeit wahrnehmbar sind. Bei den Herren aber muß in beiden Ausschlägen leuchtende Entladung da sein, also stets mächtiger Elektrometerausschlag, wenn bei ihnen der Himstedt-Effekt wie sie behaupten, die Erscheinung bedingt. — Erwähnen muß ich noch den Hinweis auf die Experimente von Rubens über störende Reflexionen an den Drahtenden.[1]) Ich arbeite hier mit einer ganz schwachen Schwingung, die längs eines Drahtes fortschreitet und über einen Kondensator zur Erde fließt. Sie ist nicht nur durch Wollaston-Draht gedämpft, sondern auch durch die Anordnung von so geringer Intensität, daß die Verhältnisse gar nicht mit denen zu vergleichen sind, die man hat, wenn man wie Rubens längs Doppeldrähten mit intensiven Hertzschen Wellen arbeitet, die am Ende der Drahtleitung nicht zur Erde abfließen. Ob aber Reflexionen eintreten, sieht man ja an dem Resultat der Messungen; denn dann könnte man nie die äquidistante Nullpunktsverschiebung unabhängig von der Verschiebung erhalten. Das ist keine Petitio principii, denn über die Größe der Verschiebung im Verhältnis zur Röntgenröhre, also über das Ergebnis der Messung, ist hiermit nichts gesagt. Wie groß dieses Verhältnis auch ist, es könnte die Nullpunktsverschiebung sich niemals als konstant erweisen, wenn die Wellen durch Reflexionen merklich gestört worden wären.

1) Die in Diskussion gezogenen Experimente sind in der Literatur nicht zu finden. Dagegen hat Drude bewiesen, daß mit einem Luftresonator aus parallelen Drähten sich Wellenlängen messen lassen mit einer Einstellungsgenauigkeit von 1 mm, ohne daß die überstehenden Drahtenden die geringste Störung bedingen.

A. Korn (München), Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie.

Das Thema, über welches ich hier kurz vortragen will, ist ein Grenzgebiet der Mathematik und Physik, das der Physiker mit gleichem Interesse behandeln sollte, wie die Differentialgleichungen der mathematischen Physik im allgemeinen. In der Tat weist uns die Geschichte dieses theoretischen Gebietes immer von neuem darauf hin, daß hier vor allem physikalische Interpretationen zu grundlegenden Fortschritten geführt haben, die dann auch in der reinen Mathematik neue, wichtige Entdeckungen nach sich zogen.

In der theoretischen Behandlung der Gleichungen der mathematischen Physik haben zurzeit zwei verschiedene Methoden die Herrschaft, von denen wir die eine als die Methode der sukzessiven Annäherungen, die andere als die Determinantenmethode bezeichnen können, welche der **Fredholm-Hilbert**schen Theorie der linearen Integralgleichungen zugrunde liegt. Etwas verfrüht haben die Jünger der letzteren Schule die größere Allgemeinheit für sich in Anspruch genommen und die Resultate der ersten, historisch vorangehenden Methode als Spezialfälle ihrer eigenen bezeichnet; mit Unrecht, denn man kann wohl umgekehrt eine Theorie der linearen Integralgleichungen mit allen Resultaten von **Fredholm**, **Hilbert** u. a. durch die Methode der sukzessiven Näherungen gewinnen, aber nicht alle Resultate, die schon in der mathematischen Physik durch die Methode der sukzessiven Annäherungen gewonnen wurden, auf Folgerungen aus der Theorie der linearen Integralgleichungen zurückführen. Es kommt hinzu, daß die Lösungen der Probleme, die sich auf beide Arten behandeln lassen, schon meist vorher durch die Methode der sukzessiven Annäherungen gewonnen waren und die neuen Methoden hieraus ihren Nutzen ziehen konnten. So war es bei den Randwertaufgaben der Potentialtheorie, und so ist es auch jetzt bei den Fundamentalproblemen der Elastizitätstheorie, deren Lösung durch die Methode der sukzessiven Annäherungen ich hier in großen Zügen andeuten will.

Um von vornherein eine Charakteristik der beiden Methoden zu geben, betrachtet man am besten das fundamentale Schwingungsproblem, eine in einem Raume mit ihren ersten Ableitungen eindeutige und stetige Funktion $\varphi(xyz)$ so zu finden, daß:

$$(1)\quad \begin{cases} \Delta\varphi + \lambda\varphi = f, \text{ in } \tau, \\ \varphi = 0, \text{ an der Oberfläche } \omega, \end{cases}$$

wo f eine gegebene, in τ in gewisser Weise stetige Funktion der Stelle, λ eine gegebene Zahl ist. Die Methode der sukzessiven Annäherungen (**Schwarz**, **Picard**, **Poincaré** u. a.) verfährt folgendermaßen: Man bildet sukzessive die Lösungen der Probleme:

$$(2\text{a})\quad \begin{cases} \Delta\varphi_0 = f, \text{ in } \tau \\ \varphi_0 = 0, \text{ an } \omega; \end{cases}$$

$$(2\text{b})\quad \begin{cases} \Delta\varphi_j = -\varphi_{j-1}, \text{ in } \tau, \\ \varphi_j = 0, \text{ an } \omega, \end{cases} \quad j = 1, 2 \ldots,$$

oder was dasselbe ist, die Funktionen:

$$(3)\quad \left| \begin{array}{l} \varphi_0(xyz) = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_\tau f(\xi\eta\zeta)\, G(\xi\eta\zeta;\, xyz)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \\ \varphi_j(xyz) = \frac{1}{4\pi}\int\limits_\tau \varphi_{j-1}(\xi\eta\zeta)\, G(\xi\eta\zeta;\, xyz)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta,\ j = 1, 2 \ldots, \end{array} \right.$$

wo G die sog. **Green**sche Funktion eines Punktes (xyz) von τ in bezug auf einen Punkt $(\xi\eta\zeta)$ darstellt. Wenn die Reihe:

$$(4)\quad \varphi = \varphi_0 + \lambda\varphi_1 + \lambda^2\varphi_2 + \ldots$$

und ihre ersten Ableitungen konvergent sind und in τ eindeutige und stetige Funktionen darstellen, werden wir die Lösung des Problems (1) gefunden haben. Nun zeigt die Analyse, daß dies der Fall ist, solange

$$|\lambda| < \lambda_0$$

wo λ_0 eine bestimmte, von Null verschiedene, positive Zahl ist; für

$$\lambda = \lambda_0$$

gibt es keine Lösung von (1), dagegen existiert eine Funktion Φ_0, welche der Eigenschwingungsaufgabe:

$$(5)\quad \begin{cases} \Delta\Phi_0 + \lambda_0\Phi_0 = 0, \text{ in } \tau, \\ \Phi_0 = 0, \text{ an } \omega, \end{cases}$$

entspricht. Setzen wir nun:

$$(6)\quad \varphi = \frac{c_0}{\lambda - \lambda_0}\Phi_0 + \psi, \ (c_0 \text{ eine Konstante}),$$

so ergibt sich für die unbekannte Funktion ψ die Aufgabe:

$$(7)\quad \begin{cases} \Delta\psi + \lambda\psi = f - c_0\Phi_0, \text{ in } \tau, \\ \psi = 0, \quad \text{an } \omega, \end{cases}$$

und wenn man wieder mit Hilfe der Methode der sukzessiven Näherungen vorgeht, erkennt man, daß die betreffenden Reihen jetzt auch für

$$\lim \lambda = \lambda_0$$

konvergent bleiben, wenn man für c_0 eine geeignete Konstante einsetzt, die leicht anzugeben ist; die betreffenden Reihen bleiben konvergent, solange

$$|\lambda| < \lambda_1,$$

wo wieder λ_1 eine ganz bestimmte positive Zahl $(> \lambda_0)$ darstellt. Für

$$\lambda = \lambda_1$$

gibt es wieder keine Lösung von (1), dagegen existiert wieder eine Funktion Φ_1, die der Eigenschwingungsaufgabe:

$$(8)\quad \begin{cases} \Delta\Phi_1 + \lambda_1\Phi_1 = 0, \text{ in } \tau, \\ \Phi_1 = 0, \text{ an } \omega, \end{cases}$$

entspricht. In dieser Weise fortgehend erkennt man, daß man durch die Methode der sukzessiven Näherungen das Problem (1) stets lösen kann, falls nicht λ einer bestimmten Reihe positiver Zahlen

$$\lambda_0 < \lambda_1 < \lambda_2 <$$

angehört; für

$$\lambda = \lambda_j$$

existieren Funktionen Φ_j, die den Eigenschwingungsaufgaben

$$(9)\quad \begin{cases} \Delta\Phi_j + \lambda_j\Phi_j = 0, \text{ in } \tau, \\ \Phi_j = 0, \text{ an } \omega, \end{cases} \quad j = 0, 1, 2 \ldots$$

entsprechen, und man kann bei Voraussetzung gewisser Stetigkeitseigenschaften von f die Reihenentwicklungen

$$(10)\quad \begin{cases} f = c_0\Phi_0 + c_1\Phi_1 + \ldots, \\ \varphi = \frac{c_0}{\lambda - \lambda_0}\Phi_0 + \frac{c_1}{\lambda - \lambda_1}\Phi_1 + \ldots \end{cases}$$

beweisen. Die Methode, welche der Fredholm-Hilbertschen Theorie zugrunde liegt, führt das Problem (1) auf eine lineare Integralgleichung

$$(11)\quad \begin{cases} \overbrace{\varphi(xyz) - \frac{1}{4\pi}\int_\tau \varphi(\xi\eta\zeta)\, G(\xi\eta\zeta;\, xyz)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta}^{\varphi_0} \\ = -\frac{1}{4\pi}\int_\tau f(\xi\eta\zeta)\, G(\xi\eta\zeta;\, xyz)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta \end{cases}$$

zurück; in der Fredholm-Hilbertschen Theorie werden ganz allgemein die obigen Resultate für die Lösbarkeit des Problems, Existenz der „Eigenwerte" λ_j und der „Eigenfunktionen" Φ_j, die Entwicklungen nach denselben bewiesen, wenn

$$G(\xi\eta\zeta;\, xyz)$$

eine ganz beliebige Funktion der 6 Argumente ist, die in bezug auf dieselben in dem Gebiet τ stetig ist oder wenigstens die Eigenschaft hat, daß

$$[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2]\, G(\xi\eta\zeta;\, xyz)$$

eine stetige Funktion dieser Argumente in dem Gebiete τ ist; das ist bei der Greenschen Funktion G z. B. der Fall.

In der Theorie des elastischen Gleichgewichts haben wir zwei fundamentale Randwertaufgaben, von denen die eine die folgende ist: Drei mit ihren ersten Ableitungen in τ eindeutige und stetige Funktionen uvw zu bestimmen, welche den Bedingungen:

1. Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts:

$$(12)\quad \begin{cases} \Delta u + k\frac{\partial}{\partial x}\overbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right)}^{\Theta} = F_1, \ldots \text{ in } \tau, \\ u = f_1, \ldots \text{ an } w \end{cases}$$

genügen, wo $F_1F_2F_3$ in τ gegebene, $f_1f_2f_3$ in der Oberfläche gegebene, gewisse Stetigkeitsbedingungen erfüllende Funktionen darstellen, k gleichfalls eine gegebene Zahl ist (Problem des elastischen Gleichgewichts bei gegebenen Verrückungen der Oberfläche).

Um dem Problem mit Hilfe der sukzessiven Annäherungen beizukommen, formt man das Problem am besten in folgender Weise[1]) um: Man sucht Lösungen $u'v'w'$ des Problems:

$$(13)\quad \begin{cases} \Delta u' = F_1, \ldots \text{ in } \tau \\ u' = (1-\lambda)f_1 \\ \quad + \lambda\left(u' + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_\tau \Theta' \frac{d\tau}{r}\right), \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

1) Zunächst, wenn $f_1 = f_2 = f_3 = 0$ ist, und darauf kann man auch den allgemeinen Fall zurückführen.

durch sukzessive Lösung der Probleme:

$$(14a)\quad \begin{cases} \Delta u_0' = F_1, \ldots \text{ in } \tau, \\ u_0' = (1-\lambda)f_1, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

$$(14b)\quad \begin{cases} \Delta u_j' = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ u_j' = u_{j-1}' + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x} \\ \int_\tau \Theta_{j-1}' \frac{d\tau}{r}, \ldots \text{ an } \omega, \end{cases} \qquad j = 1, 2 \ldots$$

in den Reihen:

$$(15)\quad u' = u_0' + \lambda u_1' + \lambda^2 u_2' + \ldots,$$

wenn man die Konvergenz dieser Reihen und ihrer ersten Ableitungen beweisen kann; setzt man dann:

$$(16)\quad u = u' - \frac{\lambda}{1-\lambda}\frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_\tau \Theta' \frac{d\tau}{r}, \ldots$$

$$(17)\quad k = -\frac{2\lambda}{1+\lambda},$$

dann sind uvw die Lösungen der ersten Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts. Man kann nun in der Tat die Konvergenz jener Reihen stets für

$$|\lambda| < 1$$

beweisen, so daß die Lösung der ersten Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts für

$$-1 < k < +\infty$$

gewährleistet ist; außerdem folgt aber auch wieder die Existenz von Eigenfunktionen $u_j'v_j'w_j'$, welche den Gleichungen:

$$(18)\quad \begin{cases} \Delta u_j' = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ u_j' = \lambda_j\left(u_j' + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_\tau \Theta_j' \frac{d\tau}{r}\right), \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

genügen, Funktionentripel, die ich mit Rücksicht auf ihre Anwendbarkeit in der Theorie der biharmonischen Gleichung:

$$(19)\quad \Delta\Delta\varphi = 0$$

als biharmonische Funktionentripel bezeichnet habe und dementsprechend die Existenz von Eigenfunktionen $u_j v_j w_j$, welche den Gleichungen:

$$(20)\quad \begin{cases} \Delta u_j + k_j\frac{\partial \Theta_j}{\partial x} = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ u_j = 0, \ldots \text{ an } \omega, \end{cases} \quad k_j < -1$$

genügen, ein bereits von E. und F. Cosserat vermutungsweise ausgesprochenes Resultat; ich bezeichne diese Tripel als Cosseratsche Funktionentripel der ersten Art. Bei gewissen Stetigkeitsvoraussetzungen über die Funktionen $F_1\, F_2\, F_3\; f_1 f_2 f_3$ lassen sich Reihenentwicklungen der Lösungen der ersten Randwertaufgabe nach diesen Cosseratschen Funktionentripeln beweisen.

Durch Zurückführung auf lineare Integralgleichungen haben auch dieses Problem Fredholm und Lauricella zu lösen gesucht, ich

komme nun aber zu der zweiten Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts, bei der die Versuche der Zurückführung auf lineare Integralgleichungen bisher erfolglos geblieben sind[1]), während mich die Methode der sukzessiven Annäherungen zu einer vollständigen Lösung geführt hat. Es handelt sich hier um das Problem des elastischen Gleichgewichts, wenn die Druckkomponenten an der Oberfläche gegeben sind:

2. Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts:

$$(21)\quad \begin{cases} \Delta u + k\dfrac{\partial\Theta}{\partial x} = F_1, \ldots \text{ in } \tau \\ \dfrac{\partial u}{\partial \nu}{}^{2)} = \dfrac{1-k}{2}\Theta\cos(\nu x) - \dfrac{1}{2}\{\mathfrak{w}\cos(\nu y) \\ \qquad - \mathfrak{v}\cos(\nu z)\} + f_1, \ldots \text{ an } \omega, \end{cases}$$

unter Benützung der Abkürzungen:

$$(22)\quad \Theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

$$(23)\quad \mathfrak{u} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}, \ldots$$

Hier tritt der eigentümliche Fall ein, daß der Wert

$$k = 0$$

eine Häufungsstelle für die singulären Werte von k ist; um mit Hilfe der Methode der sukzessiven Näherungen zum Ziel zu kommen, war es daher nötig, zunächst für eine nicht singuläre Stelle von k das Problem zu lösen, und das ist für den Wert

$$k = 1$$

gelungen. Es läßt sich stets das Randwertproblem lösen, 3 Potentialfunktionen $u' v' w'$ des Gebietes τ so zu bestimmen, daß

$$(24)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial u'}{\partial} + \dfrac{1}{8\pi}\dfrac{\partial^2}{\partial x\,\partial \nu}\displaystyle\int_\tau \Theta'\frac{d\tau}{r} + \frac{1}{2}\{\mathfrak{w}'\cos(\nu y) \\ \qquad - \mathfrak{v}'\cos(\nu z)\} = \dfrac{f_1}{4}, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

wenn $f_1 f_2 f_3$ gegebene, gewissen Stetigkeitsbedingungen genügende Funktionen der Stelle an der Oberfläche ω darstellen und dann sind:

$$(25)\quad u = 4u' + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_\tau \Theta'\frac{d\tau}{r}, \ldots$$

die Lösungen der Randwertaufgabe für $k = 1$[3]):

$$(26)\quad \begin{cases} \Delta u + \dfrac{\partial\Theta}{\partial x} = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ \dfrac{\partial u}{\partial \nu} = -\dfrac{1}{2}\{\mathfrak{w}\cos(\nu y) - \mathfrak{v}\cos(\nu z)\} \\ \qquad + f_1, \ldots \text{ an } \omega. \end{cases}$$

1) Die Versuche von Boggio in dieser Richtung sind nicht einwandfrei.

2) ν innere Normale von ω.

3) Zunächst, wenn $F_1 = F_2 = F_3 = 0$, und auf diesen Fall läßt sich stets der allgemeine Fall zurückführen.

Von diesem Problem, das ich als das präliminäre Problem bezeichnen möchte, kann man nun in der Tat mit Hilfe der Methode der sukzessiven Näherungen zu der Lösung des allgemeinen Problems übergehen, indem man drei Potentialfunktionen $u' v' w'$ des Gebietes sucht, welche an der Oberfläche den Grenzbedingungen:

$$(27)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial u'}{\partial \nu} + \dfrac{1}{8\pi}\dfrac{\partial^2}{\partial x\,\partial \nu}\displaystyle\int_\tau \Theta'\frac{d\tau}{r} \\ \qquad + \dfrac{1}{2}\{\mathfrak{w}'\cos(\nu y) - \mathfrak{v}'\cos(\nu z)\} \\ = \Lambda\Big\{-\dfrac{\partial u'}{\partial \nu} + \dfrac{1}{2}\Theta'\cos(\nu x) \\ - \dfrac{1}{2}\Big(\mathfrak{w}'\cos(\nu y) - \mathfrak{v}'\cos(\nu z)\Big)\Big\} + f_1, \ldots \end{cases}$$

genügen, wo Λ einen Parameter darstellt, nach dessen Potenzen wir die Lösungen zu entwickeln suchen. Die Analyse ergibt nun, daß wir in der Tat das Problem so lösen können, wenn nicht Λ einer bestimmten Zahlenreihe

$$\Lambda_0\, \Lambda_1\, \Lambda_2 \ldots$$

angehört; die Funktionen:

$$(28)\quad u = (1 + \Lambda)u' + \frac{1}{8\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_\tau \Theta'\frac{d\tau}{r}, \ldots$$

werden die Lösungen der 2. Randwertaufgabe des elastischen Gleichgewichts, wenn wir

$$(29)\quad k = \frac{1}{1 + 2\Lambda}$$

setzen. Dieselbe erlaubt keine Lösungen für die singulären Werte:

$$(30)\quad k_j = \frac{1}{1 + 2\Lambda},$$

für welche sich

$$(31)\quad k_j < \frac{1}{3}$$

ergibt. Für

$$k = k_j$$

ergeben sich dagegen interessante Funktionentripel $U_j\, V_j\, W_j$, welche den Gleichungen:

$$(32)\quad \begin{cases} \Delta U_j + k_j\dfrac{\partial\Theta_j}{\partial x} = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ \dfrac{\partial U_j}{\partial \nu} = \dfrac{1-k_j}{2}\Theta_j\cos(\nu x) \\ -\dfrac{1}{2}\Big\{\mathfrak{W}_j\cos(\nu y) - \mathfrak{V}_j\cos(\nu z)\Big\}, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

genügen, und die ich als Cosseratsche Funktionentripel zweiter Art bezeichne; nach diesen sind im allgemeinen die Lösungen je der zweiten Randwertaufgabe entwickelbar, und es bedeuten überhaupt die Reihenentwickelungen nach den Cosseratschen Funktionentripeln erster und zweiter Art für die Lösungen der Probleme

des elastischen Gleichgewichts dasselbe, was die Poincaréschen harmonischen Funktionen in der Theorie der Gleichung

$$\Delta\varphi + \lambda\varphi = F$$

bedeuten.

Nach der Lösung der statischen Grundprobleme macht auch die Lösung der fundamentalen, dynamischen Probleme der Elastizitätstheorie mit Hilfe der Methode der sukzessiven Näherungen keine allzu großen Schwierigkeiten. Es sind hier nur die Gleichungen:

$$\Delta u + k\frac{\partial\Theta}{\partial x} = F_1, \ldots \text{ in } \tau$$

durch die folgenden:

$$(33)\qquad \Delta u + k\frac{\partial\Theta}{\partial x} = c^2\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + F_1, \ldots$$

zu ersetzen, wo c eine gegebene positive Konstante, t die Zeit vorstellt, und es kommen gewisse Anfangsbedingungen für uvw zur Zeit $t = 0$ hinzu.

Entsprechend früheren bekannten Methoden wird man Lösungen der Gleichungen:

$$(34\text{a})\qquad \Delta u + k\frac{\partial\Theta}{\partial x} + \lambda u = F_1, \ldots \text{ in } \tau$$

z. B. mit den Grenzbedingungen

$$(34\text{b})\qquad u = 0, \ldots \text{ an } \omega$$

(erstes dynamisches Grundproblem der Elastizitätstheorie)

suchen, und bei der Behandlung dieses Problems gelangt man wieder zu Konstanten

$$\lambda_0\,\lambda_1\,\lambda_2\,\ldots,$$

für welche Lösungen nicht existieren, wohl aber Lösungen des Problems:

$$(35)\quad \begin{cases} \Delta U_j + k\dfrac{\partial\Theta_j}{\partial x} + \lambda_j U_j = 0, \ldots \text{ in } \tau, \\ U_j = 0, \ldots \text{ an } \omega, \end{cases}$$

so daß die Funktionentripel

$$(36)\qquad u_j = U_j \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\Big\}\frac{\sqrt{\lambda_j}}{c}\,t, \ldots$$

partikuläre Lösungen des Schwingungsproblems:

$$(37)\quad \begin{cases} \Delta u + k\dfrac{\partial\Theta}{\partial x} = c^2\dfrac{\partial^2 u}{d t^2}, \ldots \text{ in } \tau, \\ u = 0, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

(Schwingungen eines elastischen Körpers mit ruhender Oberfläche)

sind, und Entwickelungen nach den Funktionentripeln $u_j v_j w_j$ werden im allgemeinen zu Lösungen des allgemeinen dynamischen Problems der Elastizitätstheorie bei gegebenen Oberflächen-Verrückungen führen.

Das zweite fundamentale Schwingungsproblem der Elastizitätstheorie erhält man, wenn man an Stelle der Bedingungen

$$u = v = w = 0 \text{ an } \omega$$

das Verschwinden der Druckkomponenten an der Oberfläche vorschreibt. Auch dieses Problem kann man mit Hilfe der Methode der sukzessiven Annäherungen lösen, indem man es auf die Lösung des Problems

$$(38)\quad \begin{cases} \Delta u + \dfrac{1}{2}\left(k\dfrac{\partial\Theta}{\partial x} - \Delta u\right) + \dfrac{1}{2}\lambda u = \dfrac{1}{2}F_1, \ldots \text{ in } \tau \\ \dfrac{\partial u}{\partial\nu} = \dfrac{1-k}{2}\Theta\cos(\nu x) - \dfrac{1}{2}\{\mathfrak{w}\cos(\nu y) - \mathfrak{v}\cos(\nu z)\}, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

(zweites dynamisches Grundproblem der Elastizitätstheorie)

zurückführt. Bei der Behandlung dieses Problems gelangt man wieder zu Konstanten

$$\lambda_0\,\lambda_1\,\lambda_2\,\ldots,$$

für welche Lösungen nicht existieren, wohl aber Lösungen des Problems:

$$(39)\quad \begin{cases} \Delta U_j + k\dfrac{\partial\Theta_j}{\partial x} + \lambda_j U_j = 0, \ldots \text{ in } \tau \\ \dfrac{\partial U_j}{\partial\nu} = \dfrac{1-k}{2}\Theta_j\cos(\nu x) - \dfrac{1}{2}\{\mathfrak{W}_j\cos(\nu y) - \mathfrak{V}_j\cos(\nu z)\}, \ldots \text{ an } \omega, \end{cases}$$

so daß die Funktionentripel

$$(40)\qquad u_j = U_j \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\Big\}\frac{\sqrt{\lambda_j}}{c}\,t, \ldots$$

partikuläre Lösungen des Schwingungsproblems:

$$(41)\quad \begin{cases} \Delta u + k\dfrac{\partial\Theta}{\partial x} = c^2\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \ldots \text{ in } \tau, \\ \dfrac{\partial u}{\partial\nu} = \dfrac{1-k}{2}\Theta\cos(\nu x) - \dfrac{1}{2}\{\mathfrak{w}\cos(\nu y) - \mathfrak{v}\cos(\nu z)\}, \ldots \text{ an } \omega \end{cases}$$

(Schwingungen eines elastischen Körpers mit verschwindenden Druckkomponenten an der Oberfläche)

sind, und Entwickelungen nach diesen Funktionentripeln werden im allgemeinen zur Lösung der allgemeinen Aufgaben des dynamischen Bewegungsproblems führen, bei dem die Druckkomponenten an der Oberfläche gegeben sind.

Nur beiläufig will ich erwähnen, daß diese Entwickelungen auch bei der Lösung derjenigen dynamischen Probleme eine Rolle spielen, in denen rechts statt $c^2\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2}$

$$b\frac{\partial u}{\partial t}$$

steht, wie bei den hydrodynamischen Reibungsproblemen, oder allgemeiner

$$b\frac{\partial u}{\partial t} + c^2\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

wie bei den elastischen Schwingungsproblemen mit Dämpfungserscheinungen. Wir sehen, daß wir auch hier mit den Methoden der sukzessiven Annäherungen die größten Erfolge erzielen, es ist durchaus nicht erforderlich, die Probleme auf lineare Integralgleichungen zurückzuführen, ja ich glaube, es wird dies gar nicht immer möglich sein; so interessant und wichtig die Fredholmsche Entdeckung war, so dürfen wir

doch nicht, ähnlich wie man früher Probleme als gelöst betrachtete, wenn man sie auf Integrationen zurückgeführt hatte, glauben, daß das Hauptbestreben in der mathematischen Physik jetzt sein muß, alle Probleme auf lineare Integralgleichungen zurückzuführen, es muß uns vielmehr die Methode der sukzessiven Näherungen nicht bloß das liefern, was wir durch die Theorie der linearen Integralgleichungen erreichen können, sondern sie wird uns in den meisten Fällen viel weniger künstlich zu allen Eigenschaften der Lösungen führen, die uns vom physikalischen Standpunkte aus interessieren.

(Eingegangen 24. September 1908.)

Diskussion.

Wiener: Ich habe verstanden, Sie sagen, daß bei einem bestimmten Werte von k die Reihe konvergent ist, aber bei $k = 0$ nicht. Ich habe nicht verstanden, wie Sie es machen, für den Fall, daß die Reihe divergent ist.

Korn: Bei $k = 0$ ist bei der zweiten Randwertaufgabe eine Häufungsstelle von singulären Punkten. Um von einem k auf ein anderes übergehen zu können, muß man es überhaupt einmal für einen Wert k ungleich 0 lösen. Man löst es nun für k gleich 1 und kann dann mit beliebiger Annäherung zu anderen Werten übergehen.

F. Paul Liesegang (Düsseldorf), Konstruktionstypen des Kinematographen.

Der moderne Kinematograph ist charakterisiert einmal durch die Anwendung eines perforierten Filmbandes und zweitens durch die sprungweise erfolgenden Belichtungen. Die verschiedenen Konstruktionen des Bewegungsmechanismus teilen sich in zwei Gruppen: solche, die den Film ruckweise vorwärts bewegen, und solche, bei denen der Film kontinuierlich läuft und wobei das Bild durch Mitbewegung eines Apparatteiles periodisch stationär gemacht wird. Unter den Apparaten der ersten Gruppe findet man hinwieder vier Haupttypen, die man kurz als „Greifer", „Malteserkreuz", „Schläger" und „Reibungsscheiben" bezeichnet.

Die Anforderungen, welche an den Mechanismus gestellt werden, sind: ruhiges Stehen der Bilder und Schonung des Filmbandes; beim Wiedergabeapparat ferner: flimmerfreie Darstellung, während beim Aufnahmeapparat auf das Flimmern keine Rücksicht genommen zu werden braucht. Um das Flimmern zu vermeiden, muß man den durch eine Blende verdunkelten Wechselvorgang von Bild zu Bild möglichst kurz gestalten; die durch diese Beschleunigung gewonnene Zeit kommt den Bildern zugute, indem diese entsprechend länger stehen bleiben. Ein ruhiges Stehen der Bilder erstrebt man durch exakte und gediegene Ausführung; diese Forderung ist aber um so schwerer zu erfüllen, je mehr man den Wechselvorgang beschleunigt. Auch die Schonung des Filmbandes ist um so schwieriger durchzuführen, je stärker das „Tempo" gemacht wird.

Der Greifer besteht aus einer sich auf und nieder bewegenden Gabel; sie greift oben in die Löcher des Filmbandes ein, zieht dieses bei der Abwärtsbewegung mit und zwar genau um ein Bild, läßt unten angekommen den Film los und geht „leer" hoch, um das Spiel in gleichmäßigem Gange zu wiederholen.

Fig. 1 zeigt einen Greifer in drei Stellungen. Links ist die Gabel im Begriff, in die Löcher

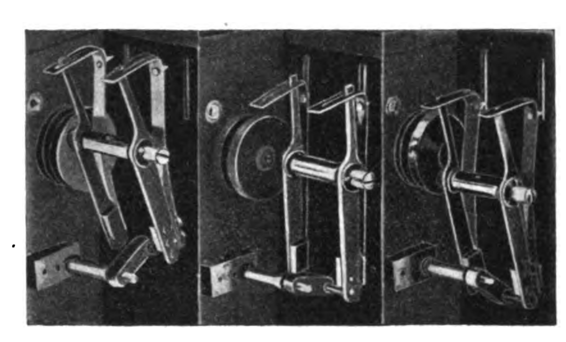


Fig. 1.

des Film einzugreifen; in der mittleren Darstellung befindet sie sich auf dem Wege nach unten, rechts hat der Greifer seinen tiefsten Stand erreicht und eben den Film wieder freigegeben. Bei dieser Ausführungsform, welche für Aufnahmeapparate sehr geeignet ist, braucht der Greifer zum Hoch- und Niedergang gleiche Zeit. Für Projektionsmechanismen wird zur Vermeidung des Flimmerns ein rascherer Wechselvorgang durch eine Anordnung erreicht, wie sie Fig. 2 darstellt. Die Gabel A, welche den Film transportiert, sitzt an einem Rahmen BB und wird mit diesem durch die segmentartige Exzenterscheibe E abwechselnd gehoben und gesenkt. In der höchsten und tiefsten Stellung verweilt der Rahmen eine gewisse Zeit. Das Verhältnis der Zeiten, welche Weiterbewegung des Films und Ruhe einnehmen, hat man damit auf 1:4 gebracht.

Bei der zweiten Klasse geschieht die ruckweise Weiterbewegung des Filmbandes mittels einer periodisch angetriebenen Zahntrommel, und zwar wird für deren Antrieb das Malteserkreuz benutzt (Fig. 3). Auf der Achse der Zahntrommel sitzt eine Sternscheibe S, und dieser wird durch eine rotierende Stiftscheibe AB mit Stift E periodisch $^1/_4$-Umdrehung erteilt. Zur Erzielung eines kurzen Wechselvorganges braucht man nur die Eingriffscheibe entsprechend größer zu machen. Man kann darin allerdings prak-

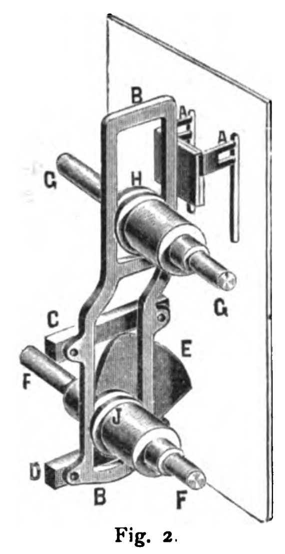


Fig. 2.

tisch nicht beliebig weit gehen; als Grenze nimmt man etwa das Verhältnis 1:8 an.

Zur ruckweisen Bewegung der Zahntrommel hat man auch andere Vorrichtungen in Anwendung gebracht, die aber nicht beibehalten wurden; so z. B. ein Schneckenrad (Fig. 4), dessen Gewinde zum Teil in gerader Richtung um das Rad läuft, dann aber wie eine Weiche von einer Seite zur anderen überspringt. Die Scheibe, in deren Einschnitte die rotierende Schnecke eingreift, steht normalerweise still; jedesmal aber, wenn die Weiche in Tätigkeit tritt, werden die Scheibe und die daraufangebrachte Zahntrommel um ein Stück gedreht.

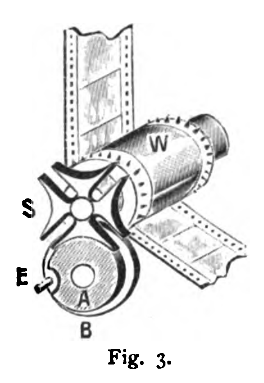


Fig. 3.

Die Wirkungsweise des Schlägersystems (Fig. 5) ist folgende. Der Film läuft, nachdem er aus der Belichtungsstelle B kommt, um den Stift T einer rotierenden Exzenterscheibe S und dann um eine ebenfalls rotierende Zahntrommel W. Der Stift schlägt, jedesmal wenn er sich nach unten bewegt, auf den Film und zieht ihn dabei um ein Bild vorwärts. Während der Stift sich aufwärts bewegt und die Zahntrommel den vom Stift geschlagenen Bausch verzehrt, ist der Film an der Belichtungsstelle in Ruhe. Das „Tempo", d. h. das Verhältnis zwischen den Zeiten der Weiterbewegung und der Ruhe, läßt sich bis auf 1:8 bringen.

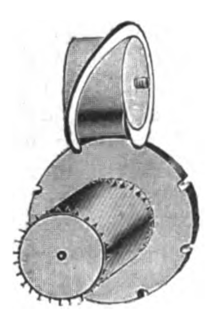


Fig. 4.

Man hat dieses System auch abgeändert in der Weise, daß die Exzenterscheibe nicht direkt auf den Film wirkt, sondern ihn mittels einer hin und her gehenden Pleuelstange vorwärts stößt. Die Anordnung ist aus Fig. 6 ersichtlich.

Fig. 5.

Interessant ist eine jetzt nicht mehr in Anwendung befindliche Konstruktion (Fig. 7), bei der die rotierende Zahntrommel auf der Exzenterscheibe selbst sitzt. Die Trommel macht eine doppelte Bewegung, indem sie sich um ihre eigene Achse und um die Achse der Exzenterscheibe dreht. Während ihrer Aufwärtsbewegung wickelt sich die Zahntrommel sozusagen am Film hoch, um ihn dann, wenn die Abwärtsbewegung einsetzt, jedesmal um ein Bild nach unten zu ziehen.

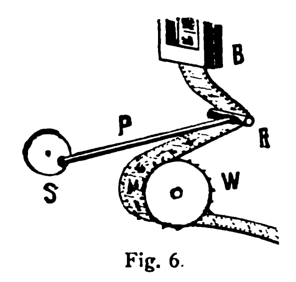


Fig. 6.

Bei der vierten Klasse geschieht die ruckweise Fortbewegung des Filmbandes durch zwei rotierende Trommeln WW, die so weit auseinanderstehen, daß der dazwischen laufende Film normalerweise nicht mitgenommen wird (Fig. 8).

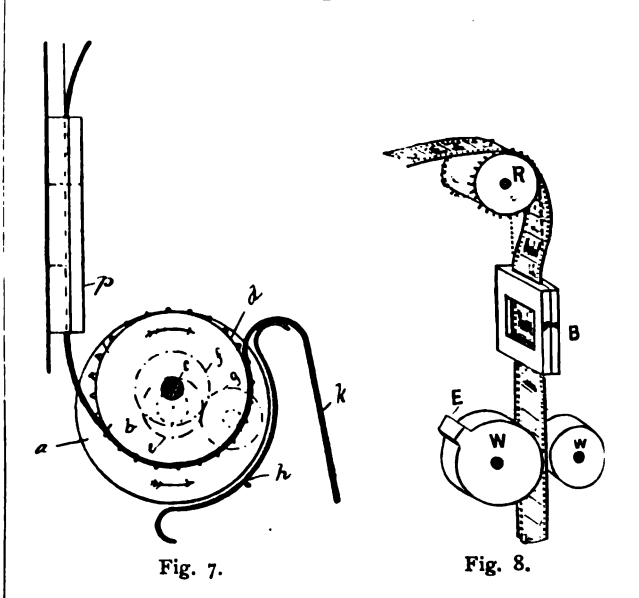


Fig. 7. Fig. 8.

Die größere Trommel besitzt nun an ihrem Umfange ein aufgesetztes Segment E. Sobald dieses Segment an die Berührungsstelle kommt, wird der Film eingeklemmt und mit fortgezogen. Die Größe des Segmentes ist auf ein Bild berechnet. Jedoch genügt diese Anordnung nicht für einen exakten Transport; daher ist oberhalb der Belichtungsstelle B eine Zahntrommel R angebracht, die während jeder Umdrehung der Reibungstrommeln den Film um ein Bild vorschiebt und mithin nur so viel freigibt, als unten fortgezogen werden darf[1]). Das Tempo hat man bei diesem System bis auf das Verhältnis 1:23 gebracht.

In der zweiten Gruppe, der die Apparate mit kontinuierlich bewegtem Filmband angehören, finden wir ebenfalls eine Anzahl ver-

1) Eine ausführliche Beschreibung der Konstruktionen findet man im „Handbuch der praktischen Kinematographie" von F. Paul Liesegang (Ed. Liesegangs Verlag, M. Eger, Leipzig).

schiedenartiger Konstruktionstypen. Bei einer einzigen Anordnung geschieht der Ausgleich durch periodische Bewegung des Werkes. Während der Film nach unten läuft, pendelt das ganze Werk, welches den Film trägt, hinter dem feststehenden Objektiv auf und nieder, und zwar derart, daß sich während seines Hochganges die Bewegungen von Film und Werk neutralisieren. Die Konstruktionszeichnung Fig. 9

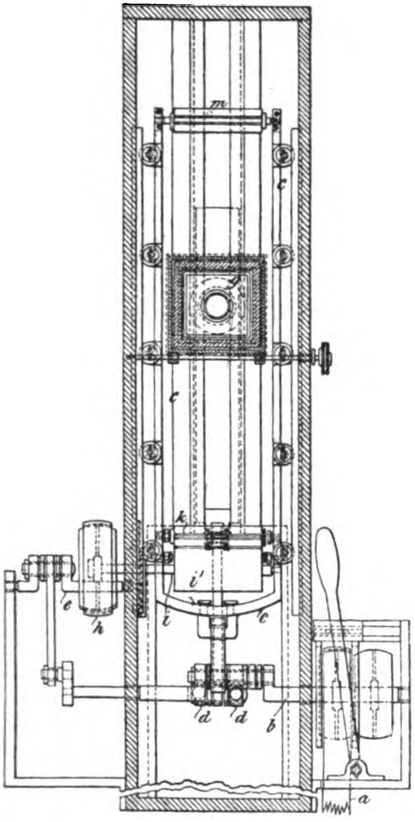


Fig. 9.

stammt aus einem Patent von Donisthorpe und Crofts aus dem Jahre 1889. Der Apparat ist wahrscheinlich gar nicht zur Ausführung gelangt; er wäre auch für die Praxis zu schwerfällig.

Alle anderen Apparate dieser Gruppe bedienen sich zum Ausgleiche einer schwingenden oder rotierenden Bewegung des optischen Teiles, sei es des Objektivs selbst oder eingeschalteter Linsen, Prismen oder Spiegel. Ein Auf- und Niederbewegen des Objektives ist unzweckmäßig. Man verwandelt die pendelnde Bewegung in eine rotierende dadurch, daß man eine Reihe von Objektiven, etwa ein Dutzend, verwendet, die auf einer Scheibe sitzen und einen Rundlauf machen, um eines nach dem andern in Tätigkeit zu treten (Fig. 10). Jedes Objektiv läuft ein Stück mit dem Film zusammen und führt während dieser Zeit die Belichtung aus. Die Verschiebung der optischen Achse

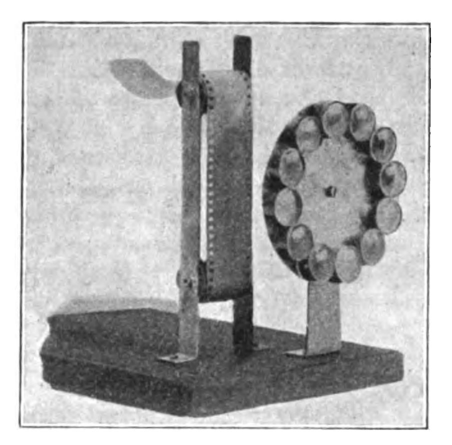


Fig. 10.

gegen die Bildmitte, welche durch die Kreisbewegung hervorgerufen wird, ist so gering, daß die Schärfe nicht darunter leidet. Bei dieser Anordnung sind ruckweise Bewegungen vermieden. Sowohl der Film als auch sämtliche Teile des Mechanismus bewegen sich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit. Daher bietet sich hier die Möglichkeit, den Apparat außerordentlich schnell laufen zu lassen und eine sehr große Zahl von Aufnahmen in der Sekunde zu machen. Jenkins, dem wir die Ausarbeitung dieses Systems verdanken, das übrigens schon Ducos du Hauron 1864 angab, machte mit dem in Fig. 11 dargestellten Apparat über 250 Auf-

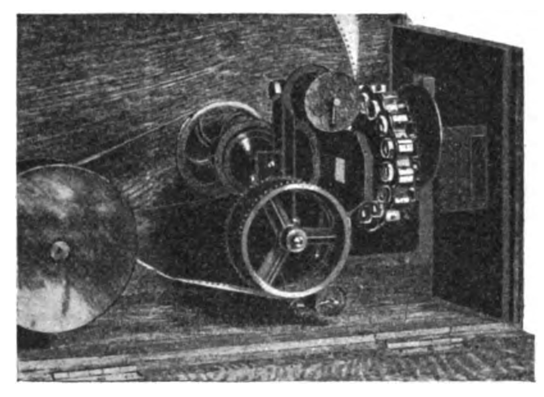


Fig. 11.

nahmen in der Sekunde. Allerdings ist die Ausführung recht kostspielig. Ferner eignet sich die Konstruktion nicht zur Projektion des jetzt üblichen kleinen Bildformates, da man die Objektive dazu nicht hinreichend nahe zusammenbringen kann.

Ebenfalls erfolgreich, aber auch für das normale Bildformat verwendbar, ist ein von Maskelyne angegebener Apparat (Fig. 12). Zur Erzielung des Ausgleichs besitzt dieser zwischen dem stetig laufenden Film und dem Objektiv einen rotierenden Kranz von plankonkaven Linsen (L), welche lückenlos aufeinander folgend

die Peripherie einer Trommel einnehmen. Innerhalb der Trommel ist ein feststehendes, aus zwei Konvexlinsen bestehendes System (*M*) angebracht. Die britische Artillerie-Prüfungs-Kommission hat einen sol-

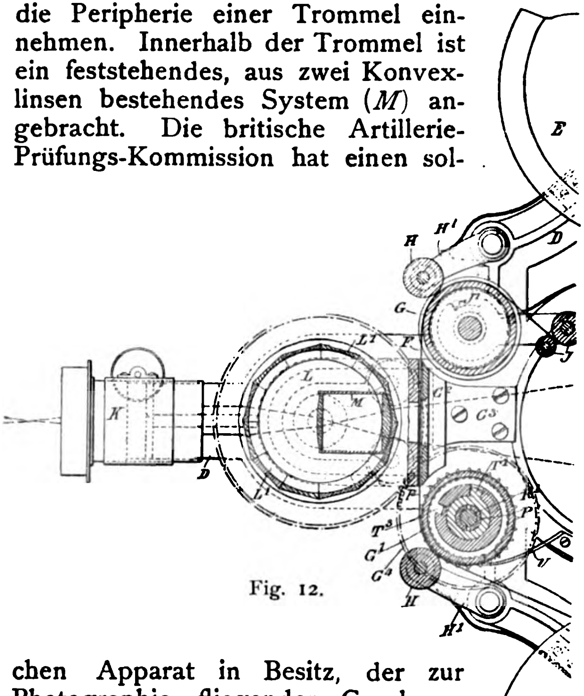


Fig. 12.

chen Apparat in Besitz, der zur Photographie fliegender Geschosse benutzt wird. Es können damit leicht 200 Aufnahmen in der Sekunde gemacht werden; man könnte viel weiter gehen, wenn nicht die Lichtempfindlichkeit des Negativfilm eine Grenze setzte. Die Herstellungskosten sind leider sehr hoch; denn das optische Organ muß äußerst sorgfältig gearbeitet sein. So kostete dieser Apparat 10000 M.

Bei den Versuchen mit eingeschalteten Prismen oder Spiegeln, die periodisch oder kontinuierlich sich bewegen, sind meines Wissens bisher praktisch zufriedenstellende Resultate nicht erzielt worden. Man brachte beispielsweise zwischen Film und Objektiv ein rotierendes Prisma mit planparallelen Seitenflächen an, welches bei seiner Rotation eine derartige Verschiebung der Strahlen bewirkt, daß dadurch die Bewegung des Bildbandes gerade ausgeglichen wird (Fig. 13). Denselben Effekt kann man mit einem sechs-, acht- oder noch mehrseitigen Prisma erreichen.

Eine andere Konstruktion (Fig. 14) benutzt zwei unter rechtem Winkel stehende Spiegel, die sich vor dem laufenden Filmband hin und her bewegen. ab sei ein Filmbild, mn und np die beiden Spiegel. Während das Filmbild sich nach $a'b'$ bewegt, verschieben sich die Spiegel nach $m'n'p'$. Das Spiegelbild $a_2 b_2$, welches dem Objektiv gegenübersteht, bleibt während dieses Zeitraumes unbeweglich. Die Spiegel springen alsdann mit beschleunigter Geschwindigkeit zurück, um das nächste Bild abzuholen.

Durch Verwendung einer größeren Anzahl

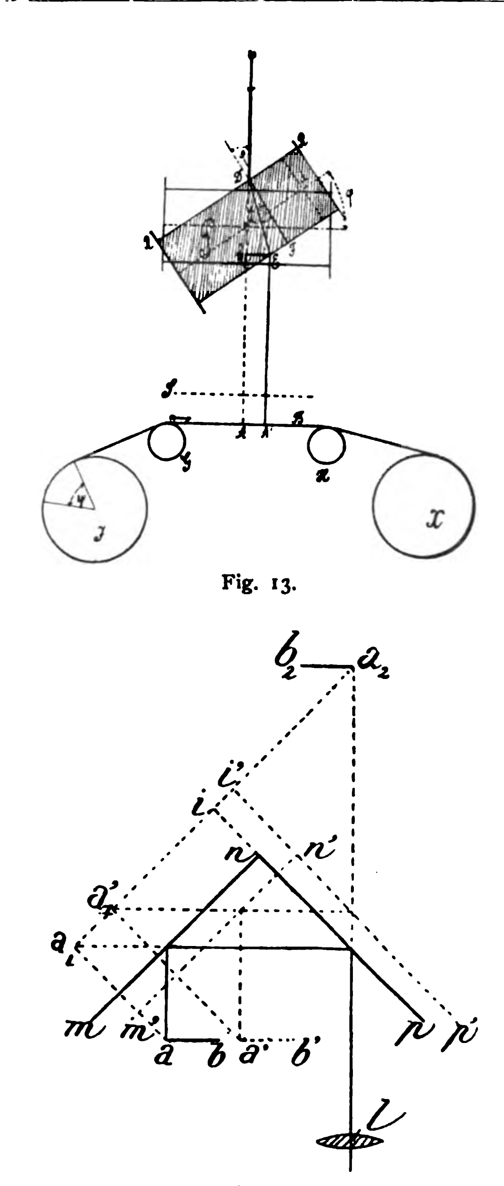


Fig. 13.

Fig. 14.

solcher Spiegelpaare, die dazu auf dem Umfang einer Trommel angebracht werden, kann man die pendelnde Bewegung in eine rotierende verwandeln. Die Wirkungsweise ist dieselbe wie oben. Hier tritt nur immer für jedes Bild ein neues Spiegelpaar in Tätigkeit. Die Abbildung (Fig. 15) zeigt die Trommel mit den zwei Reihen von Spiegeln und davor das Filmband. *C* ist

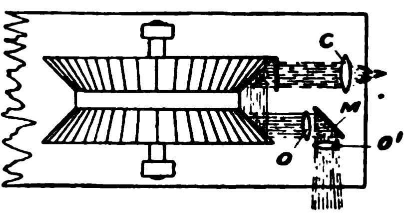


Fig. 15.

der Kondensator, OO' das Objektiv. Durch einen festen Spiegel M werden, was nebensächlich ist, die Strahlen zur Seite gelenkt.

Bei der nächsten Konstruktion (Fig. 16) wird ein vielseitiges, mit Spiegeln belegtes Prisma S

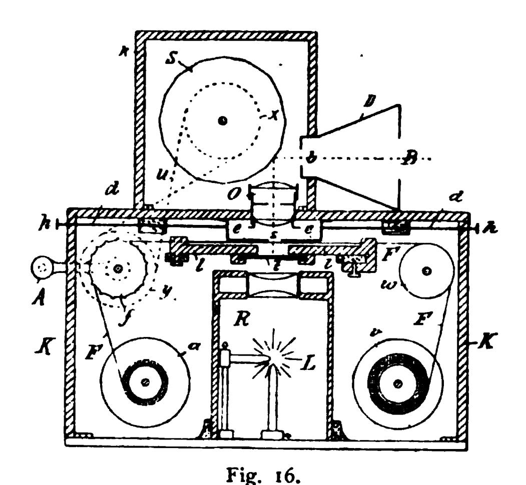


Fig. 16.

angewandt, das vor dem Objektiv rotiert und den optischen Ausgleich herbeiführt. Herr Professor Musger, von dem diese Anordnung herrührt, glaubt nach seinen bisherigen Versuchen auf praktischen Erfolg rechnen zu dürfen.

Schließlich hat man auch ein Flüssigkeitsprisma mit schwingenden Seitenflächen in Anwendung gebracht (Fig. 17). Das Prisma be-

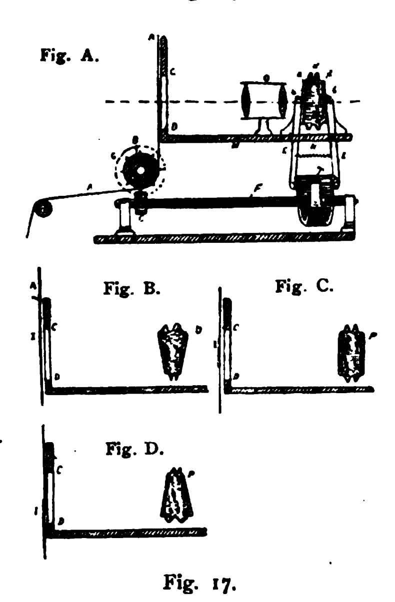


Fig. 17.

steht aus zwei Glasplatten, die durch balgartige Kautschukmembranen miteinander verbunden sind. Die Platten sind neigbar und folgen der Bewegung zweier Hebel, die durch eine Schnecke wie die Arme einer Schere abwechselnd geöffnet und geschlossen werden. Fig. A zeigt die Konstruktionsanordnung, während die anderen drei Figuren das Prisma in drei Stellungen wiedergeben. Die Bewegung des Prisma ist so abgepaßt, daß das Bild optisch stationär gemacht wird.

Wiederholt hat man Versuche gemacht, welche darauf hinauslaufen, mit Hilfe zweier Werke, die abwechselnd in Tätigkeit treten, bei der Projektion ein ununterbrochenes Arbeiten zu erzielen und dadurch das Flimmern völlig zu beseitigen. Diese Aufgabe bietet mancherlei Schwierigkeiten, und es ist bisher niemand mit einer zufriedenstellenden Lösung hervorgetreten. Im übrigen wird die Daseinsberechtigung solcher Doppelwerke um so geringer, je mehr die jetzigen Apparate vervollkommnet werden.

Was wir heute an Kinematographen im Handel haben, das sind alles Apparate mit ruckweise bewegtem Filmband. Die Apparate mit kontinuierlich laufendem Film, soweit sie überhaupt zu brauchbaren Resultaten führten, wie bei Jenkins und Maskelyne, erwiesen sich für die allgemeine Einführung als zu kostspielig. Man wird aber auf solche Konstruktionen, bei denen alle Teile in ständig gleichmäßiger Bewegung sind, zurückgreifen müssen, wenn es gilt, zur Analyse sehr rascher Bewegungen, wie von fliegenden Geschossen, von Vorgängen bei Explosionen u. dgl., eine hinreichend große Zahl von Aufnahmen in der Sekunde zu machen. Man rechnet bei den Darstellungen, wie man sie im Kinematographentheater sieht, 16—20 Aufnahmen auf die Sekunde. Wenn es darauf ankäme, könnte der Apparat auch wohl die doppelte Anzahl von Bildern machen. Dann gibt's aber für die Konstruktionen mit ruckweise bewegtem Filmband bald eine Grenze.

Hier eben ist der Apparat mit kontinuierlich laufendem Film im Vorteil; er kann die Zahl der Belichtungen so hoch treiben, als es die Lichtempfindlichkeit des Negativfilm überhaupt gestattet.

Dem Vortrag, der durch Lichtbilder erläutert wurde, folgte eine Demonstration verschiedener Modelle. Vorgeführt wurde ein „Greifer" der Gesellschaft Lux (Paris und Berlin), ferner Greifer, Malteserkreuz, Schläger, sowie Versuchsmodelle der Firma Ed. Liesegang (Düsseldorf) und ein Modell des Epizykloid-Mechanismus von Prestwich (London).

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

A. L. Bernoulli (Aachen), Atomzerfall und Serienspektren.

Wir sind gewohnt, alle Moleküle eines homogenen Gases als unter sich gleichartig zu betrachten und doch erscheint diese Annahme in

gewissen Fällen als zu speziell. Bei einer frühern Gelegenheit[1]) habe ich eine speziellere Formulierung der Lockyerschen Dissoziationshypothese gegeben, wobei ich die Atomgewichte als kinetische Mittelwerte betrachte. So bin ich zu einer Atomgewichtsformel gelangt, welche die sämtlichen bis dahin bekannten Atomgewichte mit bemerkenswerter Genauigkeit reproduziert, und zwar mit Hilfe einer einzigen universellen Konstante und zweier ganzzahliger Parameter p und q. Die Formel lautet:

$$A_{p,q} = 1{,}0104 \cdot \left(\frac{-1-\sqrt{3}}{2}\right)^p \cdot \left(\frac{-1+\sqrt{3}}{2}\right)^q.$$

Diese Formel ergibt sowohl ganzzahlige als auch gebrochene Atomgewichtswerte.

Die Koinzidenz wird namentlich dann besonders gut, wenn man nur die neuesten Atomgewichtsbestimmungen berücksichtigt, ja man kann geradezu sagen, daß die zeitliche Aufeinanderfolge der Bestimmung ein und desselben Elements nach den theoretischen Werten hin konvergiert.

Die speziellen zur Ableitung der obigen Formel nötigen Annahmen waren die folgenden: Mit Lockyer denke ich mir jedes chemische Element im Gaszustand oder in stark dissoziierter Lösung als eine nur von Druck und Temperatur bestimmte Zustandsform ein und desselben Urstoffs, z. B. des Wasserstoffs. Nach der Theorie der stufenweisen Dissoziation der Dämpfe, z. B. des Schwefels, folgern wir, daß für jede virtuelle polymere Molekülgattung eine obere Grenze von Druck und Temperatur besteht, jenseits welcher sie instabil wird. Demzufolge denke ich mir das erste Element als aus nicht polymerisierten Urstoffatomen M bestehend, das zweite Element sei ein im Gleichgewichtszustand befindliches Gemisch der Gattungen M_1 und M_2, ein drittes Element bestehe aus den Gattungen M_1, M_2, M_4 usw. Nimmt man ferner an, daß die Temperaturstrahlung dieser Gasgemische dem Rayleighschen Strahlungsgesetz gehorche, so läßt sich mit Hilfe des zweiten Hauptsatzes schließen, daß eine bestimmte Reihe konstanter Verteilungskoeffizienten unter sich identisch und gleich $c_v/(c_v-c_p)$ seien, wodurch sich die erwähnte Formel ergibt.

Genau dieselben Annahmen haben mich neuerdings auf eine kinetische Theorie der Serienspektren geführt, welche nicht nur dasselbe leistet wie andere Theorien, sondern namentlich auch das Problem der Druckverschiebung der Serienlinien und auch das Problem der Bandenspektren mitumfaßt. Auch Beziehungen zu anderen physikalischen Gesetzen haben sich ergeben.

1) Jahresversammlung der D. Bunsengesellschaft, Hamburg 1907. Zeitschr. f. Elektrochemie **13**, 551.

Zwei neue Hypothesen sind allerdings nötig. Aus den neuen Messungen von Pflüger[1]) wissen wir endlich gewiß, daß sich in den Serien des Quecksilberbogens mit steigender Belastung die Hauptintensität nach kürzeren Wellenlängen verschiebt. Wir setzen zunächst willkürlich die Entropie $S = k \cdot \lg \cdot \frac{U}{h\nu}$. h ist das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Schwingungszahl, U die Schwingungsenergie. Diese Gleichung würde sich als extremer Fall aus der Planckschen Gleichung[2]) für die Entropie der schwarzen Strahlung ergeben, wenn die extreme Energiekonzentration auf eine einzige Wellenlänge so groß wird, daß 1 gegen $\frac{U}{h\nu}$ zu vernachlässigen wäre.

Ferner haben wir in Analogie des Partialdrucks der einzelnen Molekülgattungen M_1, M_2, M_3, M_4 usw. deren Partialvolumina zu definieren. Assoziiert sich ein Gas vom Volumen v_0 und dem Molekulargewicht M_1 vollkommen zu Molekülen M_2, so sinkt das Volumen auf den Wert $\frac{v_0}{2}$, bei totaler Assoziation zu Molekülen M_3 auf $\frac{v_0}{3}$ usw. Wählen wir v_0 zur Einheit, so entspricht der Reihe dieser spezifischen Partialvolumina die Reihe der reziproken ganzen Zahlen.

Endlich brauchen wir noch eine bestimmte Zustandsgleichung für den ionisierten Metalldampf. Nach Reinganum[3]) folgt aus dem Virialsatz streng die Form

$$RT = \left(p + \frac{\varphi(T)}{v^2}\right)(v-b).$$

In Anlehnung an empirische Resultate von Sarrau[4]) kann man $\varphi(T) = \frac{e^{\alpha T} + e^{-\alpha T}}{2} - k$ setzen, wo k und α spezifische Konstanten des Dampfes bedeuten.

Wir finden so schließlich die Relation

$$\nu = N\left(\frac{k}{p} - \frac{1}{m^2} - \frac{e^{\frac{\varepsilon p}{m}} + e^{-\frac{\varepsilon p}{m}}}{2p}\right).$$

Dabei ist $g = \frac{\alpha}{R}$ und N ist eine universelle Konstante. Vorläufig wird $b = 0$ angenommen. Ersetzt man die Exponentialfunktionen durch ihre Reihen, so wird

$$\nu = N\left(\frac{k-1}{p} - \frac{2+g^2 p}{2!\,m^2} - \frac{g^4 p^3}{4!\,m^4} - \frac{g^6 p^5}{6!\,m^6} \cdots\right).$$

1) Ann. d. Physik (4) **26**, 789, 1908.
2) Theorie d. Wärmestrahlung, Leipzig 1906, S. 153.
3) Ann. d. Phys. **6**, 533, 1901.
4) C. R. **101**, 994 und 1145, 1895.

Atomgewichtstabelle.

Element		Internationale Werte 1908	Kinetische Werte	Beobachtete reduzierte Werte $Ag = 107,617$ $O = 16,000$	Beobachter (zu „reduzierte Werte“).
Silber	*Ag*	107,93	107,617	107,615	(Richards).
Aluminium	*Al*	27,1	27,190	—	
Argon	*A*	39,9	39,390	39,92	(Ramsay).
Arsen	*As*	75,0	75,323	—	
Gold	*Au*	197,2	196,000	196,43	(Krüß).
Bor	*B*	11,0	11,042	—	
Barium	*Ba*	137,4	137,160	137,046	(Richards).
Beryllium	*Be*	9,1	9,094	—	
Wismut	*Bi*	208,0	207,323	—	
Brom	*Br*	79,96	79,600	79,723	(Baxter).
Kohlenstoff	*C*	12,00	12,000	—	
Calcium	*Ca*	40,1	39,822	39,822	(Richards).
Kadmium	*Cd*	112,4	112,583	—	
Cer	*Ce*	140,25	140,554	—	
Chlor	*Cl*	35,45	35,504	35,503	(Richards).
Kobalt	*Co*	59,0	59,086	—	
Chrom	*Cr*	52,1	51,981	—	
Cäsium	*Cs*	132,9	132,501	132,482	(Richards).
Kupfer	*Cu*	63,6	63,328	63,304	(Hampe, Shaw, Rayleigh).
Dysprosium	*Dys*	162,5	163,139	—	
Erbium	*Er*	166	167,103	—	
Europium	*Eu*	152	152,210	—	
Fluor	*F*	19,0	19,026	19,04	(Moissan).
Eisen	*Fe*	55,9	55,713	55,89	(Richards).
Gallium	*Ga*	70	70,261	—	
Gadolinium	*Gd*	156	155,942	—	
Germanium	*Ge*	72,5	72,478	—	
Wasserstoff	*H*	1,008	1,010	1,010	(D. Berthelot).
Helium	*He*	4,0	3,959	3,96	(Ramsay).
Quecksilber	*Hg*	200,0	200,817	—	
Indium	*In*	115	115,344	—	
Iridium	*Ir*	193,0	192,000	—	
Jod	*J*	126,97	126,656	126,617	(Baxter).
Kalium	*K*	39,15	38,986	38,930	(Richards).
Krypton	*Kr*	81,8	81,569	81,76	(Ramsay).
Lanthan	*La*	138,9	138,586	—	
Lithium	*Li*	7,03	7,038	—	
Magnesium	*Mg*	24,36	24,249	—	
Mangan	*Mn*	55,0	55,139	—	
Molybdän	*Mo*	96,0	96,000	—	
Stickstoff	*N*	14,01	13,928	13,905	(Richards, Ph. A. Guye).
Natrium	*Na*	23,05	22,860	22,861	(Richards).
Niob	*Nb*	94	93,681	—	
Neodym	*Nd*	143,6	143,490	—	
Neon	*Ne*	20,0	19,911	19,94	(Ramsay).
Nickel	*Ni*	58,7	58,271	—	
Sauerstoff	*O*	**16,00**	**16,000**	—	
Osmium	*Os*	191,0	189,352	—	
Phosphor	*P*	31,0	30,906	30,90	(van der Plaats).
Blei	*Pb*	206,9	205,741	206,320	(Baxter).
Palladium	*Pd*	106,5	106,511	—	
(Polonium)	(*Po*)	—	210,048	210	(Marckwald).
Praseodym	*Pr*	140,5	142,014	—	
Platin	*Pt*	194,8	193,995	—	
Radium	*Ra*	225	225,167	—	
Rubidium	*Rb*	85,5	85,315	85,252	(Archibald).
Rhodium	*Rh*	103,0	102,893	—	
Ruthenium	*Ru*	101,7	101,452	—	
Schwefel	*S*	32,06	32,000	32,00	(Svanberg, Dumas, Struve).
Antimon	*Sb*	120,2	120,666	—	
Scandium	*Sc*	44,1	44,167	—	
Selen	*Se*	79,2	78,781	—	
Silicium	*Si*	28,4	28,539	—	
Samarium	*Sm*	150,3	150,613	—	
Zinn	*Sn*	119,0	119,464	—	
Strontium	*Sr*	87,6	87,425	87,428	(Richards).
Tantal	*Ta*	181	181,000	181,0	(Hinrichsen).
Terbium	*Tb*	159,0	159,200	—	
Tellur	*Te*	127,6	128,000	—	
Thorium	*Th*	232,5	233,085	—	

Element		Internationale Werte 1908	Kinetische Werte	Beobachtete reduzierte Werte $Ag = 107,617$ $O = 16,000$	Beobachter
Titan	*Ti*	48,1	48,000	—	
Thallium	*Tl*	204,1	202,903	—	
Thulium	*Tu*	171	170,630	—	
Uran	*U*	238,5	238,800	—	
Vanadium	*V*	51,2	51,446	—	
Wolfram	*W*	184	185,438	—	
Xenon	*X*	128	129,330	—	
Yttrium	*Y*	89,0	89,578	—	
Ytterbium	*Yb*	173,0	173,016	—	
Zink	*Zn*	65,4	65,569	—	
Zirkon	*Zr*	90,6	90,500	—	

Wir haben also eine unendliche Reihe mit nur zwei individuellen Konstanten g und k, welche mit der Ritzschen Formel identisch ist.[1]) Brechen wir mit dem Glied $\frac{1}{m^4}$ ab, so haben wir genau die Formel von Kayser und Runge vor uns. Für $g = 0$ geht unsere Formel in die Balmersche Wasserstoffformel über. Ferner weiß man aus der Erfahrung, daß die Größe a der van der Waalsschen Gleichung und ebenso die Größe k unserer Gleichung mit steigendem Atomgewicht bei verwandten chemischen Individuen wächst, aber weit langsamer als das Atomgewicht. Daraus folgt, daß die Grenze der Serien mit steigendem Atomgewicht in jeder Vertikalreihe des periodischen Systems sich nach Rot hin verschieben muß, ein Resultat, welches empirisch längst bekannt ist. Ferner ergibt die Formel, daß der Koeffizient des Gliedes mit $\frac{1}{m^2}$ sehr nahe universell und größer als N sein muß.

Aus unserer rein optischen Serienformel lassen sich aber auch umgekehrt Rückschlüsse auf das mechanische Verhalten der betreffenden Gase und Dämpfe ziehen. Gilt die Formel von Kayser und Runge, ist also $g > 0$, so wird das Kohäsionsglied der Zustandsgleichung positiv und das Gas dehnt sich bei konstantem Druck stärker aus als ein ideales Gas. Dies ist ja bekanntlich für alle Gase außer Wasserstoff der Fall. Ist dagegen $g = 0$, so gilt die Balmersche Formel und gleichzeitig ist zu schließen, daß sich der Wasserstoff weniger als ein ideales Gas ausdehnen wird. Man kann also direkt aus der Gültigkeit der Balmerschen Formel, d. h. aus rein optischen Messungen, entnehmen, daß der Wasserstoff, wie Regnault sich ausdrückt, ein Gas „plus que parfait" ist.

Führt man ferner mit Hilfe des Daltonschen Gesetzes an Stelle des Partialdrucks den Gesamtdruck der die Lichtquelle umgebenden Gasatmosphäre ein, so ergibt unsere Gleichung alle empirischen Gesetze der Druckverschiebung der Serienlinien, ein Problem, welches besonders für die Astrophysik von Bedeutung ist. Nach Humphreys und Mohler[1]) verschiebt sich mit steigendem Druck jede Serie nach Rot, und zwar zunächst proportional dem Druck. Ferner wächst die Verschiebung mit steigender Wellenlänge. Endlich gibt die Formel auch noch die 2. Annäherung richtig wieder, indem nach Messungen von Huff[2]) im Kadmiumspektrum bei sehr großem Druck die Verschiebung rascher als proportional der ersten Potenz wächst.

Ein weiteres Problem der Spektroskopie, welches ebensowenig wie das vorige[3]) bisher hat theoretisch behandelt werden können, ist das Problem der Bandenspektren. Mit wachsendem Partialdruck geht die Dissoziation und somit auch die elektrische Störung des Gases zurück, dagegen ist jetzt b und b^2 zu berücksichtigen. Ist also g klein und $b > 0$, so ergibt sich bei nicht zu kleinem m die Deslandresche Bandenformel.

Endlich sind noch gewisse Resonanzprobleme zu erwähnen. Zwei Elektronen von gleicher Schwingungszahl, welche von demselben Molekül getragen werden, befinden sich in Abständen von höchstens $^1/_{10}$ Wellenlänge. Bei diesen kleinen Distanzen treten nach Ekman[4]) an Stelle der sechs möglichen linearen Schwingungen von geringer, aber gleicher Dämpfung durch Koppelung drei stärker gedämpfte und drei sehr schwach gedämpfte auf. Von jeder Gattung fallen zwei zusammen. Sichtbar ist natürlich nur das stark gedämpfte Dublett. Die Schwingungszahl nimmt in bestimmter Weise mit dem Quadrat der Wellenlänge der Grundschwingung ab. Aus dem Abstand der D-Linien des Natriums berechnet sich so die Dublettbreite des nächsten Gliedes zu 5,5 A.-E. Die Messung ergibt 5,4 A.-E.

1) Ann. d. Physik (4). **25**, 665, Gl. 7, 1908; Ann. d. Physik (4) **12**, 264, 1903.

1) Astrophys. I. **6**, 169, 1897; l. c. **3**, 114, 1896.
2) Astrophys. I. **14**, 41, 1901.
3) Die Theorie der Druckverschiebung von Richardson (Phil. Mag. Juni 1907) ergibt die Verschiebung 40 bis 200mal zu groß.
4) Arkiv för Matematik, Astr. och Fys. **3**, Nr. 22, S. 1, 1907. — Ann. d. Physik **24**, 267 und 579, 1907.

Ferner ergibt sich, wie beobachtet, die Intensität von D_2 zu $^3/_2$ mal der Intensität von D_1.

Neben diesem von Ekman behandelten Fall der Resonanz ist noch der andere zu betrachten, wo die gekoppelten Elektronen auf verschiedenen Molekülen sitzen[1]), also sich in viel größeren Abständen (Größenordnung der mittleren Weglänge) befinden. Die stark gedämpften Dubletts der Hauptserie ergeben so eine weitere Serie von Dubletts mit konstanten Abständen und relativ starken nach Rot verbreiterten Linien (II. Nebenserie). Das schwach gedämpfte, also äußerst lichtschwache und bis jetzt wohl nicht beobachtete Dublett jedes Moleküls ergibt analog eine weitere Nebenserie mit relativ scharfen, aber lichtschwachen Dubletts, also die I. Nebenserie. Theorie und Erfahrung verlangen für beide Nebenserien die gleiche Grenze.

1) B. Galitzin, Bull. St. Pétersbourg (5) **2**, 397 und Wied. Ann. **56**, 78, 1895.

(Eingegangen 24. September 1908.)

Diskussion.

Kayser (Bonn): Die Resultate scheinen mir sehr interessant und wichtig zu sein. Vor allem das letzte Resultat, der Einfluß der Druckverschiebung, daß sich ein Zusammenhang zwischen der Größe der Druckverschiebung der Spektrallinien und der Konstanten g ergibt. Humphreys und Mohler haben rein experimentell diesen Schluß gezogen, waren aber nicht imstande, eine theoretische Begründung dafür zu geben. Hier scheint nun ja eine solche vorhanden zu sein. Allerdings war die Einleitung zu kurz, als daß ich übersehen könnte, inwieweit sie begründet ist oder nur auf Annahmen beruht.

Bose: Der Vortragende hat eine universelle Konstante erwähnt. Ist damit der Proportionalitätsfaktor gemeint?

Bernoulli: Nein, es ist die Größe $\frac{c_v}{c_v - c_p}$.

Bose: Ergibt sich das theoretisch?

Bernoulli: Ja. Hier habe ich zunächst die Konstante K des Massenwirkungsgesetzes; der Quotient $\frac{K}{P}$ spielt eine wesentliche Rolle. Ich habe angesetzt:

$$j_1 = \frac{K_1}{4P_1}, \qquad j_2 = \frac{K_2}{4P_2} \text{ usw.}$$

und dann muß sein:

$$A_{pq} = (j_1 + 1 \pm \sqrt{j_1(j_1+1)}(j_2 + 1 \pm \sqrt{j_2(j_2+1)} \cdots\cdots j_\nu + 1 \pm \sqrt{j_\nu(j_\nu+1)}).$$

Dann läßt sich leicht zeigen, daß der zweite Hauptsatz verletzt würde, wenn nicht wäre:

$$j_1 = j_2 = j_3 = \cdots\cdots j_\nu = \frac{c_v}{c_v - c_p}$$

und im Fall der Einatomigkeit $j = -3/2$.

Planck: Mir kommt vor, als ob bei dieser Voraussetzung des Gleichgewichtes zwischen ein- und mehrfachen Atomen, als ob da das Atomgewicht, das doch dann einen kinetischen Mittelwert bedeutet, sich mit der Temperatur ändern müßte. Denn mit der Temperatur ändert sich doch der Dissoziationsgrad der einzelnen Moleküle. Wie ist es damit?

Bernoulli: Ich habe mich hier auf spezielle Fälle beschränkt. Hier ist nur das Verhältnis c_p / c_v wesentlich, und das ist unabhängig von der Temperatur.

Planck: Ja, praktisch. Aber nach Ihrer Theorie dürfte es doch wohl nicht davon unabhängig sein. Wenn es verschiedene Molekülarten in verschiedener Konzentration sind, müßte das doch von der Temperatur abhängen.

Bernoulli: Ich betrachte nur adiabatische und überdies isolytische Prozesse und dann ist K/p eine Konstante.

Planck: Ja, aber wenn die Temperatur sich ändert? Jede Temperatur läßt alle Molekülarten zu, jede hat eine endliche Konzentration.

Bernoulli: Nach den Messungen der Dichte stufenweise dissoziierter Dämpfe glaube ich, daß diese Annahme erlaubt ist.

Planck: Die Thermodynamik lehrt das jedenfalls nicht.

Bose: Kommt die Konstanz der Atomgewichte nicht vielleicht dadurch heraus, daß die Dissoziationswärme stillschweigend Null gesetzt ist?

Planck: Daß aber die Reaktionswärme Null sein sollte, wo wir die kolossalen Wärmetönungen bei dem Zerfall der Atome haben, ist wohl nicht anzunehmen.

Voigt: Wie hat der Vortragende p und q gebildet? Sind ganze Zahlen für beide genommen? Das ist wohl ganz hypothetisch? Ist das ein ganz kontinuierliches lückenloses Netz von Zahlen, und entspricht jedem Zahlenpaar ein beobachtetes Atomgewicht?

Bernoulli: Nein; $(p+q)$ ist die Anzahl der vorhandenen Molekülgattungen.

Voigt: Also Ihre Methode würde neue Atomgewichte und somit neue Elemente signalisieren?

Bernoulli: Ja. Was ich sagte, bezieht sich auf den Bereich zwischen Kohlenstoff und Uran; unterhalb des Kohlenstoffs müssen noch viele unbekannte Elemente sein.

Rubens: Welche Zahlen haben Sie eingesetzt, ich meine bis zu welcher Grenze?

Bernoulli: Von Null bis 30.

Rubens: Das gibt gegen 900 Kombinationen, das wären ja viel mehr als Atomgewichte vorhanden sind, also es sind doch gewisse Zahlengruppen ausgelassen.

Bernoulli: Es ergibt sich noch eine schein-

bare Periodizität der Atomgewichtswerte, und das habe ich hier vernachlässigt.

Rubens: Ich habe das nicht ganz verstanden, aber eine eingehende Diskussion der Zahlenberechnung würde wohl hier zu weit führen.

Schaefer: Ich habe nicht verstanden, wie der Vortragende bei seinem Atommodell unendlich viele Serienlinien herausbekommt. Ist es nicht nur eine sehr große Zahl?

Bernoulli: Ja, es ist eine sehr große Zahl zwischen endlichen Grenzen.

v. Geitler (Czernowitz): Wenn p eine ungerade Zahl ist, kommt das Atomgewicht ja negativ heraus.

Bernoulli: Das ist auch ganz in der Ordnung.

v. Oettingen: Es wäre doch sehr interessant zu wissen, welche Werte von p und q zu diesen schönen Resultaten geführt haben und welche zu nichts geführt haben. Das muß ein großartiger Anblick sein, und den vermissen wir doch.

Bernoulli: Es läßt sich ein Zusammenhang zwischen den Zahlen, welche Koinzidenzen geliefert haben, nicht angeben.

G. Berndt (Cöthen, Anhalt), Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen.

Im Gegensatz zu dem magnetischen Verhalten der Metalle der Eisengruppe und einiger Legierungen hatte man bei den para- und diamagnetischen Substanzen meist Unabhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke H angenommen. Nur beim Eisenoxyd hatten Königsberger[1]) und St. Meyer[2]) eine Abnahme von $\varkappa$ mit wachsendem H, ferner Andeutungen von Hysteresis und remanenten Magnetismus beobachtet.

1) J. Königsberger, Wied. Ann. **66**, 727, 1898.
2) St. Meyer, Wied. Ann. **69**, 236, 1899.

Um eine vollständige Hysteresisschleife beim Eisenoxyd aufzunehmen, wurde das ballistische Verfahren angewandt. Die zu untersuchende Substanz befand sich in einem geschlitzten Messingrohre oder einem Glasrohre von etwa 4 cm Durchmesser bei ungefähr 20 cm Länge. Die darüber gewickelte Sekundärspule (18 cm lang) besaß gegen 12000 Windungen, und die außen befindliche Primärspule (25 cm lang) etwa 200 Windungen pro Zentimeter. Die in der kernlosen Spule induzierte elektromotorische Kraft wurde durch eine zweite Spule von ähnlichen Verhältnissen nahezu völlig kompensiert und der geringe übrigbleibende Ausschlag in Rechnung gesetzt. Die Substanzen wurden bei verschiedener Dichte, festgestampft und lose eingefüllt, untersucht. Wegen der geringen erzielten Intensität der Magnetisierung I war eine Korrektion wegen des entmagnetisierenden Einflusses der Stabenden nicht anzubringen; da ferner der Ausschlag des Galvanometers direkt proportional I war, fiel auch die Korrektion wegen nicht vollständigen Erfüllens des Querschnittes der Sekundärspule durch den Kern fort. Wohl aber ist zu berücksichtigen, daß das Feld der Primärspule nicht homogen ist; da jedoch die Suszeptibilität nur wenig mit der Feldstärke variiert, ist der hierdurch verursachte Fehler nicht beträchtlich. Die mittlere Feldstärke ergibt sich aus der Formel:

$$H = \frac{2\pi n i}{10} \frac{2}{l-2a}\left[\sqrt{r^2+(l-a)^2} - \sqrt{r^2+a^2}\right]$$

(n = Windungszahl pro Zentimeter, i = Stromstärke in Ampere, l = Länge der Spule, r = mittlerem Radius, a = Abstand des Kernendes vom Spulenende).

Untersucht wurden Eisenoxyd, Eisenhydroxyd (entstanden durch allmähliche Oxydation des Karbonats und deshalb verunreinigt durch Karbonat und Oxyd), Eisenchlorid, Ferro- und Ferrisulfat. Die beiden ersteren zeigen ausgesprochene Hysteresis und remanenten Magnetismus; bei den drei anderen Substanzen ließ

Tabelle 1. Eisenoxyd.

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
+ 49,9	+0,0230	+154,9	+0,0612	− 49,9	−0,0186	−152,5	−0,0611	+ 49,9	+0,0184
+102,0	+0,0427	+100,9	+0,0469	−100,9	−0,0401	−100,9	−0,0470	+102,0	+0,0397
+154,1	+0,0591	+ 49,0	+0,0306	−154,8	−0,0582	− 49,9	−0,0307	+152,9	+0,0576
+205,0	+0,0737	0,0	+0,0072	−203,9	−0,0730	0,0	−0,0076	+202,7	+0,0723

Tabelle 2. Eisenhydroxyd.

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
+ 52,9	+0,0548	+151,9	+0,1674	− 51,9	−0,0436	−151,6	−0,1638	+ 51,5	+0,0455
+101,6	+0,1064	+101,6	+0,1231	−101,5	−0,1008	−101,5	−0,1217	+101,6	+0,1035
+152,3	+0,1582	+ 51,9	+0,0756	−152,0	−0,1554	− 52,0	−0,0739	+151,6	+0,1578
+202,6	+0,2078	0,0	+0,0191	−202,1	−0,2058	0,0	−0,0169	+202,0	+0,2072

sich mit meinen Hilfsmitteln keine Hysteresis nachweisen. Als Beispiel für das Verhalten der Substanzen sind in Tabelle 1 und 2 die Ergebnisse eines vierstufigen Versuches an Eisenoxyd (Dichte $d = 1{,}344$) und Eisenhydroxyd ($d = 1{,}264$) wiedergegeben und in Fig. 1 und 2 graphisch dargestellt.

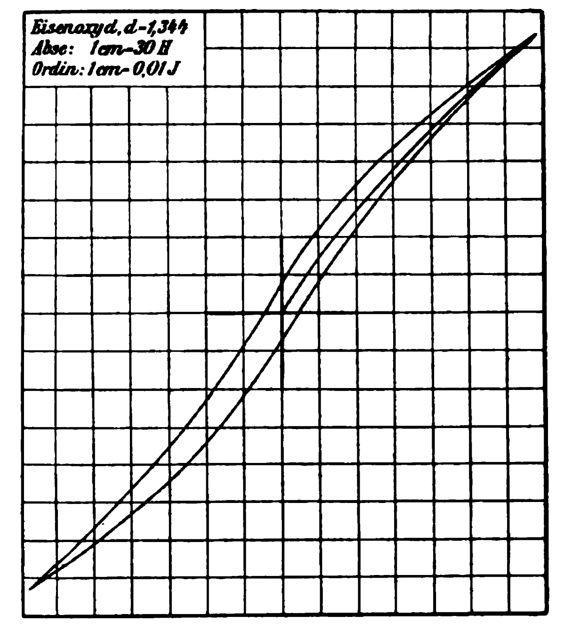


Fig. 1. Maßstab 1 : 2.

Die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke ergibt sich aus Tabelle 3. $\varkappa$ ist angegeben für 1 g Molekül, multipliziert mit 10^3.

Der Einfluß der Stufenzahl ist aus Tabelle 4 zu ersehen, in welcher bedeutet: R % die Remanenz in Prozenten der maximalen Intensität der Magnetisierung, C % die Koerzitivkraft in Prozenten der maximalen Feldstärke, I_{Max} die für 200 Gauß erreichte Intensität der Magnetisierung, E den Energieverlust pro Zyklus und cm³ in Erg, t die Temperatur.

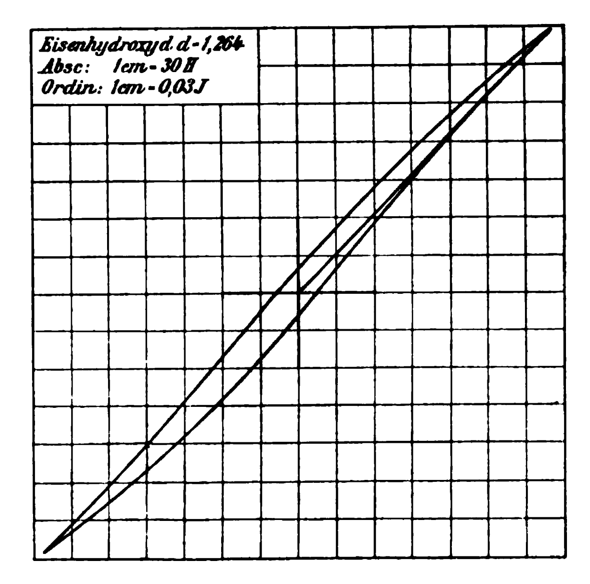


Fig. 2. Maßstab 1 : 2.

Tabelle 3. Suszeptibilität.

Fe_2O_3 H	$\varkappa$	$Fe(OH)_3$ H	$\varkappa$
+ 27,0	56,6	+ 27,1	86,7
+ 45,6	54,9	+ 45,2	87,5
+ 67,6	51,9	+ 67,1	87,5
+ 88,4	50,1	+ 87,8	87,1
+113,6	48,1	+111,8	86,5
+133,6	46,3	+131,0	86,0
+155,5	44,7	+153,1	85,2
+175,7	43,4	+176,1	84,5
+201,7	41,9	+203,0	83,6

Bei beiden Substanzen wachsen R %, C %, I_{Max} und E mit abnehmender Stufenzahl; die Suszeptibilität nimmt beim Eisenoxyd mit wachsender Feldstärke ab, und zwar um so langsamer, je größer die Feldstärke; beim Eisen-

Tabelle 4. Zusammenstellung.

Material und Dichte	Stufenzahl	R %	C %	I_{Max}	E	t	Max. Feldstärke
	9	8,2	5,4	0,0713	2,33	18,6°	200
Fe_2O_3	4	10,1	6,8	0,0721	3,09	18,1°	200
1,344	2	10,9	7,1	0,0740	3,11	18,3°	200
	1	11,2	8,6	0,0760	3,14	18,0°	200
Fe_2O_3	4	11,8	6,5	0,0763	10,81	22°	400
1,344	1	11,8	7,3	0,0777	11,18	27°	400
Fe_2O_3	4	9,1	5,3	0,0329	1,06	17,5°	200
0,576	1	12,0	7,2	0,0338	1,64	17,5°	200
	9	7,6	6,9	0,1952	6,90	16,6°	200
$Fe(OH)_3$	4	8,6	7,5	0,2048	8,16	16,6°	200
1,264	2	8,7	7,8	0,2073	9,61	16,6°	200
	1	9,2	8,7	0,2106	10,15	16,6°	200
$Fe(OH)_3$	4	8,2	7,1	0,1223	4,80	17,3°	200
0,734	1	9,5	7,7	0,1207	5,80	17,3°	200

hydroxyd wächst sie dagegen zunächst mit wachsender Feldstärke, erreicht ein Maximum und nimmt dann erst wieder ab.

Cöthen (Anhalt), Physik. Labor. des Polytechnikums.

(Eingegangen 22. September 1908.)

F. Löwe (Jena), Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube[1]**.**

Zur Ausmessung von Absorptionsspektren hat man bisher ausschließlich das seit etwa 50 Jahren weit verbreitete Prismenspektroskop nach Kirchhoff und Bunsen benutzt; die bereits bekannten Gitterspektroskope, z. B. von Adam Hilger und von R. und J. Beck Ltd.-London sind für Absorptionsspektra nicht verwendbar, weil deren Dispersion für diesen Zweck erheblich zu groß ist. Andererseits dürfte auch bei der Untersuchung von Absorptionsspektren eine bequeme Einrichtung zur mikrometrischen Messung und direkten Ablesung der Wellenlänge willkommen sein, wie sie nur bei Gitterspektroskopen möglich ist. Rüstet man nämlich ein Gitterspektroskop mit einer sogenannten Sinusschraube[2]) aus, die mit einem Umdrehungszähler und einer Mikrometertrommel versehen ist, so besteht die ganze Ermittlung der Wellenlänge, wenn man die Dimensionen der Schrauben passend wählt, nur aus der Ablesung des Umdrehungszählers (z. B. 48 in Fig. 1) und der Ablesung der Mikrometertrommel (z. B. 61); die aus den beiden Ablesungen gebildete Zahl 4861 bedeutet alsdann ohne weiteres die Wellenlänge in dem internationalen Maße, 4861 Ångström-Einheiten = 486,1 $\mu\mu$. Die mittlere Dispersion des Beugungsgitters ist derjenigen des Flintprismas eines der üblichen Spektroskope etwa gleich; vermöge der Eigenart des Gitterspektrums ist jedoch das Rot im Verhältnis zum mittleren Teil des Spektrums weiter auseinander gezogen und das Violett enger zusammengedrängt, als in einem Prismenspektroskop. Dies bringt den Vorteil mit sich, daß der an und für sich lichtschwache, violette Teil des Spektrums heller erscheint.

Das Spektroskop (Fig. 2) besteht im wesentlichen aus einem Dreifuß, der auf einem schrägen Arm den festgelagerten Kollimator trägt und auf einem wagerechten Arm die Mikrometereinrichtung und das um die Achse A drehbare Fernrohr. Der Kollimator C hat einen symmetrischen Spalt[1]) mit einer Mikrometertrommel M, an der man die Hundertstel Millimeter ablesen kann. Mittels des Griffes G kann man das Objektiv des Kollimators (Durchmesser 30 mm, Brennweite 240 mm) parallel mit sich verschieben, um das Spektrum genau auf die Ebene des Fadenkreuzes im Fernrohre einzustellen. Auf das Objektivende des Kollimators ist der Gitterträger mit dem durchsichtigen Beugungsgitter aufgeschoben. Das Fernrohr ist mittels der Schraube N um eine horizontale Achse in Zapfen neigbar. Das Okular Ok ist auswechselbar, verstellbar und festklemmbar, zwei Schieber Sch dienen dazu, das Gesichtsfeld von rechts und links einzuengen, um bei der Beobachtung schwacher Absorptionsbande die störende Nachbarschaft heller Spektralgebiete abzublenden. Einem gemeinsamen Zwecke dienen der Spiegel S, der kleine Rohrstutzen B und der auf das Objektivende des Fernrohres aufgeschobene Spiegelträger R, nämlich dem Zwecke, im Gesichtsfeld, d. h. im Spektrum auf Wunsch eine schmale, horizontale weiße Einstellungsmarke zu liefern, deren Breite und Höhenlage man nach Belieben regeln kann. Der Spiegel S wirft das von einer Lampe kommende Licht nach unten, auf einen in der Figur nicht erkennbaren symmetrisch verstellbaren Schlitz in dem Rohrstutzen B. Von dem Schlitz gelangt das Licht durch ein kleines Reflexionsprisma im Innern des Fernrohres zum Fernrohrobjektiv, tritt aus diesem aus und fällt auf einen kleinen Spiegel außerhalb des Fernrohres, den man mittels der Schraube R ein wenig neigen

1) Eine ausführlichere Beschreibung ist in der Zeitschr. für Instrumentenkunde **28**, 261 ff., 1908 erschienen.

2) Vgl. C. Pulfrich, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **27**, 340, 1907.

1) Vgl. F. Löwe, „Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung“, diese Zeitschr. **8**, 837—840, 1907 (Fig. 5).

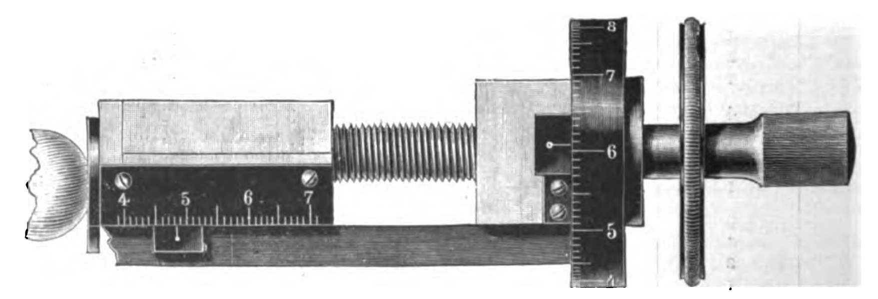


Fig. 1. (Nat. Gr.) Die Wellenlängenschraube, schematisch dargestellt.
Ablesung am Umdrehungszähler: 48, an der Mikrometertrommel: 61. Wellenlänge = 4861 Ångström-Einheiten = 486,1 $\mu\mu$.

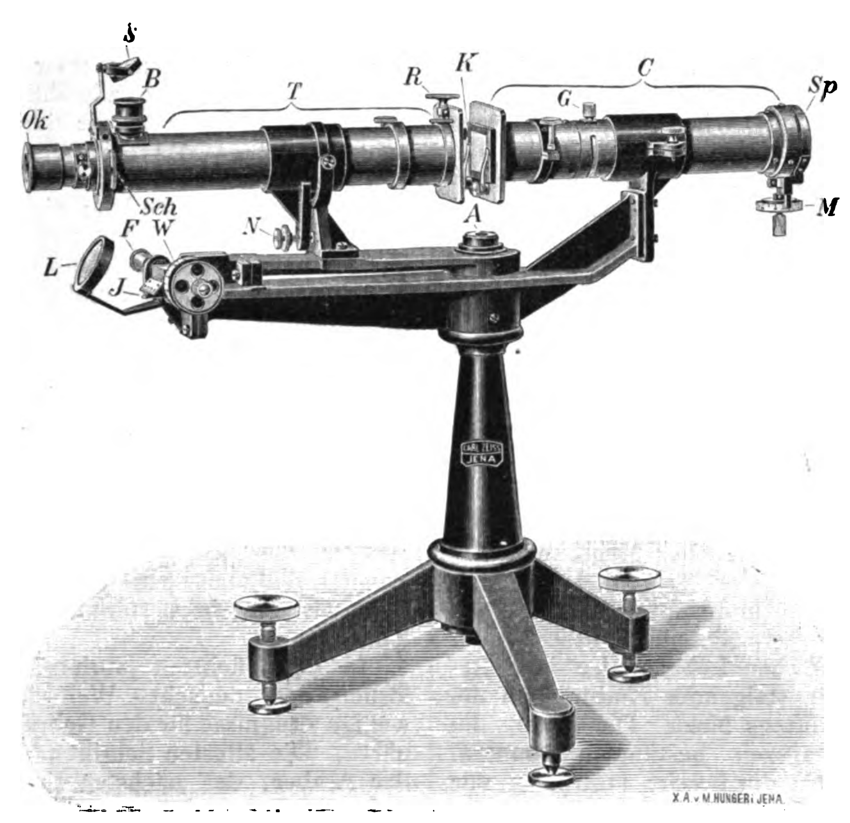


Fig. 2. (Etwa $^1/_6$ nat. Gr.) Das Gitterspektroskop.
Ein Lichtschutz zwischen *R* und *K* ist in der Figur weggelassen.

kann. Von dem Spiegel wird das Licht wieder durch das Objektiv hindurch in die Mitte des Gesichtsfeldes, d. h. auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes geworfen, es entsteht also in der Ebene des Fadenkreuzes ein reelles, weißes Bild des kleinen wagerecht liegenden Schlitzes. Der Nutzen dieser zuerst von Formanek, wenn auch in anderer Anordnung angegebenen Einrichtung ist erstens, daß man den Schnittpunkt des Fadenkreuzes auch erkennen kann, wenn das Fadenkreuz sich mitten in einer absolut dunklen Absorptionsbande befindet; die Einrichtung hat sich als ein unentbehrliches Hilfsmittel bei der Untersuchung von Absorptionsspektren bewährt. Zweitens ist die Einrichtung von erheblichem Vorteil, wenn man in einem Emissionsspektrum eine schmale, helle Linie auf absolut dunklem Grunde genau auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes einstellen will. Man läßt dann durch Drehen an der Wellenlängenschraube die Linie wandern, bis sie zwischen den Fäden des Fadenkreuzes steht, und bis die Verlängerung der oben und unten über den weißen Streifen hinausragenden Linie anscheinend durch den Schnittpunkt des Fadenkreuzes geht. Alsdann schaltet man das weiße Licht aus, so daß nur die helle Linie und das Fadenkreuz im Gesichtsfelde sind. Jetzt ist es leicht, die Linie auf den Schnittpunkt, dem sie jedenfalls schon ganz nahe stand, mit aller Schärfe einzustellen. Die bereits in Fig. 1 schematisch dargestellte Mikrometereinrichtung zur Ablesung der Wellenlänge besteht aus der Wellenlängenschraube *W* mit Trommel, dem Umdrehungszähler *J* und dem Federgehäuse *F*; eine Lupe erleichtert die Ablesung. Die Prüfung des Spektroskops mit Sonnenlicht ergab u. a. die Auflösung der Eisenlinie 5270, ein in Anbetracht der geringen Dispersion des Gitters überraschendes Zeugnis für die auflösende Kraft des Spektralapparates. Zum Schluß ist es dem Verfasser eine angenehme Pflicht, Herrn Professor J. Formanek, Prag, für seine wertvolle Mitarbeit an der Anpassung des Instruments für die speziellen, dem Verfasser zunächst fremden Aufgaben der Messung von Absorptionsspektren an dieser Stelle seinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 10. September 1908.)

Diskussion.

Kayser (Bonn): Ich möchte fragen, was für Gitter angewendet wurden.

Löwe (Jena): Ein amerikanisches, sogenanntes Ivessches Gitter. Es ist viel schwächer als ein Rowlandsches und hat nur etwa 140 Striche pro Millimeter.

Kayser: Ives macht auch Zelluloidabdrücke;

also es wäre immerhin möglich, daß es doch von Rowland sein könnte. Aber ich will das nicht behaupten.

du Bois (Berlin): Wie steht es mit der Lichtstärke? Wie verhält sich ungefähr die im Spektrum erster Ordnung erreichte Helligkeit zu der mit einem Einzelprisma im Durchschnitt erhaltenen Helligkeit?

Löwe: Sie ist etwas schwächer, dies macht aber nichts, weil man doch eine Nernstlampe nimmt.

du Bois: Also eine Nernstlampe genügt vollauf?

Löwe: Ja.

Drecker (Aachen), Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur.

In den ältesten Zeiten der Menschheit war das kleinste Zeitmaß der Tag, d. h. die Zeit zwischen Sonnenauf- und -untergang und die Nacht. Für eine weitere Einteilung dieser Zeiten war bei der einfachen Lebensweise kein Bedürfnis. Erst mit steigender Kultur kam die Festlegung des Mittags hinzu. Die ersten, die die genaue Mittagszeit bestimmen konnten, waren die Chinesen, die bereits 1100 Jahre vor unserer Zeitrechnung den täglichen Gang des Schattens einer senkrechten Säule, eines Gnomon, beobachteten und daraus den Mittag, aber auch schon die Solstitien und die Schiefe der Ekliptik bestimmten. Ein gleiches wird ebenfalls in sehr früher Zeit in Babylonien und Ägypten der Fall gewesen sein. In Ägypten dienten die Obelisken als Gnomone und als Kaiser Augustus den ersten ägyptischen Obelisken nach Rom bringen ließ, stellte er ihn auf dem Marsfelde auf und ließ durch eherne Marken auf dem Boden die Mittagslinie und die Tierkreiszeichen festlegen, genau in der Art, wie wir es heute noch auf dem Platze vor der Peterskirche in Rom unter dem Obelisken sehen, den Sixtus V. dort aufstellte. In späterer Zeit konstruierte man solche Gnomone in vielen hohen Kirchen, bei denen an Stelle der schattenwerfenden Säule ein kleines Loch im Gewölbe trat, durch welches ein Bildchen der Sonne auf dem Boden der Kirche erzeugt wurde. Manche dieser Gnomone, z. B. der von Ign. Danti 1575 hergestellte und von Dom. Cassini 1653 verbesserte in der Kirche S. Petronio in Bologna, sind so genau, daß man den Mittag bis auf einen kleinen Bruchteil einer Sekunde daran bestimmen kann.

Die weitere Einteilung des Tages vermittels der Sonnenuhr haben nach Herodots Zeugnis die Griechen von den Babyloniern gelernt. Als Erfinder wird der chaldäische Astronom Berosus genannt, der um 640 v. Chr. auf die Insel Cos kam und dort Astronomie lehrte. Von dort verbreitete sich die Kenntnis und der Gebrauch der Sonnenuhr langsam über ganz Griechenland und verdrängte allmählich eine andere ältere Zeitbestimmung, die darin bestand, daß man die Länge des Schattens seines eigenen Körpers angab.

Von den Griechen kam die Sonnenuhr nach Rom, aber erst im Jahre 293 wurde die erste im Tempelhofe des Quirinus aufgestellt. Über die verschiedenen Arten und Formen der antiken Sonnenuhren berichtet uns Vitruvius in seinem kurz vor Beginn unserer Zeitrechnung geschriebenen Buche De architectura. Er zählt 14 verschiedene Arten auf (Erklärung derselben an 12 Lichtbildern). Unter diesen finden sich schon kleine Taschen-Sonnenuhren, die älteste, in Herkulanum gefundene, ist also mit Sicherheit vor 79 angefertigt. Es sind die ersten Vorläufer unserer Taschenuhren, sie waren so gut gearbeitet, daß man heute daran genau den Breitegrad, für den sie bestimmt waren, berechnen kann.

In den nächsten Jahrhunderten nach Auflösung des römischen Weltreiches finden wir wenige Zeugnisse für den Gebrauch der Sonnenuhren. Die ältesten Schriften darüber sind die der Araber, der nächsten Erben griechischer Gelehrsamkeit.

Aus dem frühen Mittelalter sind uns einige Manuskripte über Sonnenuhren erhalten, so von Gebert, von Herimann dem Lahmen und von dem britischen Mönch Beda. Sonnenuhren an Gebäuden aus dieser Zeit gibt es in Deutschland nicht mehr, wohl aber in England (Lichtbilder).

Die Verbesserung der mechanischen Uhren durch die Erfindung der Gewichts- und Federuhren an Stelle der alten Sand- und Wasseruhren war nicht von so großem Einfluß auf die Herstellung und die Verbreitung der Sonnenuhren und das wurde auch noch nicht anders als Peter Hele um 1500 die erste Taschenuhr konstruierte. Der Grund hierfür ist jedenfalls der, daß man auch von diesen Uhren sagen konnte, was Seneca von den alten römischen Wasseruhren sagt, es sei leichter, daß 2 Philosophen übereinstimmten als 2 Uhren. Dagegen hatte das Bekanntwerden der Magnetnadel die Folge, daß nun gerade recht viele Taschensonnenuhren hergestellt wurden. Bisher waren die Taschensonnenuhren nichts anders als Instrumentchen, mit denen man die Höhe der Sonne maß, da diese aber zur gleichen Tagesstunde an verschiedenen Tagen im Jahre verschieden ist, so forderten diese Uhren eine Einstellung auf das Datum. Hierhin gehören die Zylinder, die Sonnenringe und die Sonnenquadranten (Lichtbilder). Mit Hilfe einer kleinen Magnetnadel aber konnte man die Uhr von Süden nach Norden orientieren und brauchte bei der Kon-

struktion dieser Art keine weitere Einstellung auf das Datum. Die ersten, von denen wir wissen, daß sie solche Uhren gemacht haben, waren die großen Nürnberger Gelehrten Regiomontanus, Prätorius und Georg Hartmann, alle noch dem 15. Jahrhundert angehörend. Bald aber traten gewerbsmäßige Kompaßmacher auf (Kompaß bedeutete ursprünglich eine Sonnenuhr mit Magnetnadel). Im Jahre 1510 bildeten 20 Nürnberger Meister eine besondere Kompaßmachergilde, die noch in der Mitte des 18. Jahrhunderts bestand. Die Nürnberger trieben auch lebhaften Handel mit Sonnenuhren nach Italien und Spanien. (Durch Vorführung zahlreicher Lichtbilder werden die verschiedenen Arten und Formen dieser ältesten Kompasse erläutert.) Neben Nürnberg traten dann auch in anderen Städten, ganz besonders in Augsburg sehr kunstreiche Kompaßmacher auf, besonders erwähnenswert ist Christoph Schißler, dessen Arbeiten nicht nur durch mathematische Genauigkeit, sondern auch durch Schönheit der Form und Ausführung sich vorteilhaft vor anderen auszeichneten (Lichtbild). (In anderen Lichtbildern wird die weitere Entwicklung der Sonnenuhr bis in die neuere Zeit vorgeführt.)

Die Literatur über Sonnenuhren ist eine sehr reiche. Schon vor dem Jahre 1600 erschienen über 60 Bücher, die nur über Sonnenuhren handeln. Im ganzen gibt es etwa 500 gnomonische Druckwerke.

Die Einführung des elektromagnetischen Telegraphen und die dadurch überallhin vermittelten Uhrzeichen haben den allgemeinen Gebrauch der Sonnenuhr eingeschränkt. Nur selten einmal benutzt ein sinniger Architekt dies alte Kulturdenkmal zum Schmuck eines neuen Gebäudes, wie Herr Prof. Pützer an dem Verwaltungsgebäude der Stadt Aachen. Der Spruch, den man auf alten Sonnenuhren findet „Tempus edax rerum", gilt eben auch für die Sonnenuhr selber.

(Eingegangen 2. Oktober 1908.)

Diskussion.

Simon: Ich möchte mir die Frage erlauben, wie lange man braucht, um auf einer solchen Uhr die Zeit abzulesen. Man hatte ja damals an sich mehr Zeit wie jetzt, also wohl auch, um nach der Uhr zu sehen.

Drecker: 5—10 Sekunden.

Stenbeck: Welche Genauigkeitsgrenze hat man bei diesen Sonnenuhren bekommen?

Vors. v. Oettingen: Ist diese Frage nicht zu weitgehend? Bei den verschiedenen Sonnenuhren wird das sehr wenig genau gewesen sein.

Drecker: Mittels der großen Gnomonen läßt sich der Mittag bis auf $^1/_{10}$ Sekunde bestimmen, auf den kleinen Sonnenuhren liest man die Zeit ab bis auf eine Minute höchstens.

Stenbeck: Bisher hatte man nach Prof. Förster bei einfacheren Einrichtungen mit Sonnenrohren nur eine Genauigkeitsgrenze von $^1/_{10}$ Minute. Nun kann man es mit einem Sonnenbild wie früher mit den Gnomonen machen. Man kann so die Zeit bis auf die Sekunde und noch mehr genau bestimmen. Ich habe voriges Jahr einige Versuche angestellt. Ich habe drei in nordsüdlicher Richtung gespannte Fäden gehabt und das Sonnenbild im Zimmer darüber gehen lassen, und Sie sehen in untenstehender Tabelle, daß man schon mit einem Faden die Zeit bis auf die Sekunde bestimmen kann, und wenn man das Mittel aus den Beobachtungen nimmt, kommt man natürlich der wahren Zeit noch näher. Also ohne Aufwand von Geld und mit geringen Beschwerden kann man sich selbst eine Sonnenuhr machen wie die Alten, und auf dem Lande ist das vielleicht interessant und brauchbar.

v. Oettingen: Sie meinen doch wohl nur für 12 Uhr mittags?

Stenbeck: Jawohl. Mit unseren gewöhnlichen guten Uhren ist eine wirkliche Sonnenuhr überflüssig; eine Kontrolle durch die Sonne bei der Meridianpassage über den Uhrstand aber von Nutzen.

Tabelle.

	Faden			1907
	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	
I	59′ 45″	0′ 0″	0′ 15″	März 27
II	59′ 45,5	59′ 59″	0′ 16″	„ 29
III	59′ 46,5	59′ 58″	0′ 15,5	„ 30
IV	59′ 45″	59′ 59″	0′ 16″	„ 31
V	59′ 45″	59′ 59,5	0′ 16,5	April 2
VI	59′ 45″	59′ 59,5	0′ 16,5	„ 3
VII	59′ 47″	59′ 59″	0′ 13″	„ 10
VIII	59′ 45″	59′ 59,5	0′ 14,5	Sept. 12
IX	59′ 45″	59′ 59″	0′ 15″	„ 14
X	59′ 44″	0′ 0,5	0′ 15″	„ 16
XI	59′ 45″	59′ 59″	0′ 15,5	„ 19
XII	59′ 45″	0′ 0″	0′ 15″	„ 28

A. H. Bucherer (Bonn), Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie. (Mit 1 Tafel.)

In dem Maße, wie die Elektrizitätslehre andere Gebiete der Erscheinungswelt zu ihrem eigenen macht und sich so zur Grundlage der ganzen Physik ausgestaltet, steigert sich das Bedürfnis einer widerspruchsfreien Theorie der eigentlichen elektromagnetischen Erscheinungen. Lange hat es geschienen, als ob das Faraday-Maxwellsche Bild des Äthers als eines Vermittlers der elektromagnetischen Vorgänge eine ausreichende endgültige Grundhypothese hergäbe.

Indem man nun das Ätherbild erkenntnistheoretisch ausbaute, geriet man unversehens in eine dualistische Auffassung von Äther und Materie. Man faßte den Äther als etwas von der Materie getrennt Existierendes auf und sah sich so vor die Frage gestellt, ob der Äther sich mit der Materie bewege oder ob er ruhe. Man erkannte bald, daß die Hypothese des ruhenden Äthers die einfachere sei und Lorentz machte sie zur Grundlage seiner älteren Elektronentheorie. In dieser Theorie tritt der Äther als eine Quasimaterie auf. So muß der Äther in ein dynamisches System mit einbezogen werden, um die Gültigkeit des dritten Newtonschen Axioms aufrecht zu erhalten. An und für sich übt eine sich gleichförmig bewegende Ladung A auf eine ruhende B eine andere Kraft aus, als B auf A. Die große innere Unwahrscheinlichkeit dieser Annahme bereitete der älteren Theorie Schwierigkeiten; noch mehr der innere Widerspruch, der darin besteht, daß durch den Äther, trotzdem er ein unendlich ausgedehntes homogenes Medium darstellt, ein Bezugssystem festgelegt werden soll.

Am verhängnisvollsten war aber der experimentelle Nachweis, daß entgegen der Forderung der Theorie die optischen Erscheinungen keinen Einfluß der jährlichen Bewegung der Erde durch den Äther erkennen lassen. Wenn nun auch vereinzelt diese Theorie mathematisch weiter bearbeitet wurde, so stand doch bei den Physikern unumstößlich fest, daß nur auf dem Prinzip der Relativität der Bewegungen weiter gebaut werden konnte. Es mußte die Forderung gestellt werden, daß bei der gleichförmigen Bewegung zweier Körper A und B relativ zueinander ihre Wechselwirkung davon unabhängig sein sollte, ob A oder B ruhend bzw. als bewegt angenommen wird.

Den Weg zu einer solchen Theorie bahnte Lorentz im Jahre 1904. Er zeigte, daß durch eine geeignete Transformation der Zeit und der Koordinaten in den Maxwellschen Gleichungen der Einfluß gleichförmiger Bewegung auf die Optik des bewegten Systems verschwindet und daß alle bis dahin bekannten Beobachtungen mit den ferneren Konsequenzen dieser neuen Theorie übereinstimmen. Charakteristisch für diese Theorie ist die Deformation, welche die Körper durch ihre Bewegung erleiden. Alle Dimensionen, die in die Bewegungsrichtung fallen, werden im Verhältnis $\sqrt{1-\beta^2}$ verkürzt, wo β das Verhältnis der Körpergeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Von Einstein wurde dann gezeigt, daß man zu genau denselben experimentellen Konsequenzen gelangt, wenn man die von Lorentz eingeführte Ortszeit schlechthin als Zeit definiert und gleichzeitig die Raumkoordinaten in den Maxwellschen Gleichungen so transformiert, daß sie mit dieser Zeitdefinition im Einklang sind. Die Einsteinsche Fassung läßt nun das Relativitätsprinzip klar hervortreten. Während bei der Lorentzschen Fassung noch die Deformation und die Bewegungsenergie eindeutig lokalisiert sind, wird die Lokalisierung bei Einstein relativ. Von Einstein und Planck wurde auf bedeutsame Folgerungen, die aus dem Relativitätsprinzip fließen, hingewiesen. Ich erinnere daran, daß die Bewegungsgleichungen nach einfachen Umformungen die klassische Form der Lagrangeschen Gleichungen annehmen; daß man, vom Prinzip der kleinsten Wirkung ausgehend, zu wichtigen Aufschlüssen über die Entropie und die Temperatur bewegter Körper gelangt. Höchst bemerkenswert ist auch die Erweiterung des Begriffs der mechanischen Masse, welche, von Geschwindigkeit und Energieinhalt abhängig, auch relativen Charakter besitzt, und zwar wird das Gesetz von der Konstanz der Massen nunmehr mit dem Gesetz der Erhaltung der Energie logisch verknüpft. Das Gesetz der Erhaltung des Schwerpunkts wird erweitert, indem es auch auf strahlende Systeme ausgedehnt wird. Denn eine elektromagnetische Strahlung ist mit einer Massenausstrahlung verbunden. Daß diese Theorie auch für die Astronomie von grundlegender Bedeutung sein wird, und durch eine Erweiterung der Newtonschen Gesetze eine besondere Übereinstimmung mit den astronomischen Beobachtungen herbeizuführen bestimmt ist, mag auch erwähnt werden.

Eine eigentümliche Umgestaltung erfährt der Begriff des Äthers. Denn wenn eine rein translatorische Bewegung eines Systems die sich auf ihm abspielenden Erscheinungen nicht beeinflußt, so müssen dem Äther, als dem Vermittler dieser Vorgänge, Eigenschaften zugeschrieben werden, die mit dem bisherigen Ätherbilde unverträglich sind. Die bisherige dualistische Auffassung von Äther und Materie muß einer monistischen weichen.

So zeigt sich das Relativitätsprinzip als ein weitreichendes, als ein überraschend vereinheitlichendes Prinzip.

Dieses Prinzip forderte gebieterisch eine direkte experimentelle Prüfung. — Es war von vornherein klar, daß nur solche Erscheinungen zum Beweise der Gültigkeit der im Wettstreit stehenden Theorien herangezogen werden konnten, bei denen Körper sich mit großer Geschwindigkeit bewegen. Hierzu boten sich Messungen an Becquerelstrahlen dar und Herr W. Kaufmann unterzog sich der schwierigen Aufgabe, dahinzielende Versuche anzustellen. Die Methode Kaufmanns ist allen bekannt, ebenfalls die Tatsache, daß Kaufmann mit Bestimmtheit den Schluß ge-

zogen hat, daß die Relativtheorie durch seine Versuche als widerlegt zu betrachten sei.

Durch dieses Ergebnis war eine Situation von einzigartiger Schwierigkeit geschaffen.

Während nun einige Physiker das Relativitätsprinzip weiter ausbauten in der Erwartung, daß genauere Messungen schließlich doch seine Bestätigung bringen würden, sahen andere, und dazu gehörte auch ich, damals die Kaufmannschen Resultate als entscheidend an. Da alle sonstigen Beobachtungen auf das Bestehen irgendeines noch unbekannten Relativitätsprinzips hinwiesen, so entwickelte ich ein neues Relativitätsprinzip, welches aber nur den Charakter einer Rechenvorschrift beanspruchte. Die Kaufmannschen Messungen waren mit diesem Prinzip vereinbar und es handelte sich, wie ich damals wähnte, nur noch um die Untersuchung der Ablenkung von schief gegen das magnetische Feld fliegenden Elektronen. Hier müßten Unterschiede gegen die Maxwellsche Theorie auftreten.

Eine Klärung der geschilderten Sachlage konnte nur durch neue, mit wesentlich erhöhter Präzision angestellte Versuche bewirkt werden. Ich arbeitete zu diesem Zwecke eine neue Versuchsanordnung aus, die ich bereits in der Physikalischen Zeitschrift[1]) beschrieben habe. Die gewählte Methode gestattet sowohl eine Prüfung meines Relativitätsprinzips, d. h. eine Untersuchung der Ablenkung schief gegen die Feldrichtung fliegender Elektronen, als auch eine Prüfung des Lorentz-Einsteinschen Relativitätsprinzips und der ursprünglichen Maxwellschen Theorie, also derselben Frage, die den Gegenstand der Kaufmannschen Untersuchung gebildet hatte. Man läßt Becquerelstrahlen durch ein Kondensatorfeld fliegen und kompensiert die auf die Elektronen wirkenden elektrischen Kräfte durch Überlagerung eines gleichförmigen Magnetfeldes, welches den Platten des Kondensators parallel ist. Nach dem Austritt aus dem Kondensator wirkt dann das Magnetfeld allein auf die Strahlen. Die abgelenkten Elektronen fallen auf einen photographischen Film, so daß die Ablenkung gemessen werden kann. Da die von dem Magnetfelde herrührende Kraft der Geschwindigkeit der Elektronen proportional ist, so kann die Kompensation nur für eine ganz bestimmte Geschwindigkeit bestehen, und nur Elektronen von dieser Geschwindigkeit können unabgelenkt das Kondensatorfeld durchfliegen und deshalb austreten.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung sind nun folgende: Der Kondensator besteht aus zwei kreisrunden horizontal liegenden Platten, deren Durchmesser ca. 8 cm und deren Abstand voneinander ca. $^1/_4$ mm beträgt. Als Strahlungsquelle wird ein Körnchen Radiumsalz in Form einer Kugel und zwar das Fluorid anstatt des bisher verwandten Bromids zwischen die Platten in den Mittelpunkt des Kondensators gebracht. Da die spez. Konzentration des Radiums im Fluorid mehr als doppelt so groß ist wie im Bromid, so wird die Expositionszeit durch Verwendung des Fluorids ganz wesentlich herabgesetzt, was bei diesen Versuchen von großer Bedeutung ist. Der Kondensator befindet sich in einer zylinderförmigen Dose aus Messing und zwar in halber Höhe vom Boden, so daß seine Flächen genau senkrecht zur Zylinderachse liegen, die durch den Mittelpunkt des Kondensators geht. Die sehr exakt gearbeitete zylinderförmige Dose hat einen inneren Durchmesser von ca. 16 cm und eine innere Höhe von 8 cm. Die Dose kann durch einen aufgeschliffenen Glasdeckel luftdicht verschlossen werden, so daß sie evakuiert werden kann. Die zur Verwendung kommende Luftpumpe war eine Gaedepumpe, die sich vorzüglich bewährte. Durch passende Durchbohrungen werden die Zuleitungen von einer Akkumulatorenbatterie isoliert in das Messinggefäß eingelassen. Der photographische Film wird durch zwei Federn gegen die Innenwand der Dose angepreßt. Letztere läßt sich in das Innere eines Solenoids einschieben, dessen rechteckiger Querschnitt den Dimensionen der Dose angepaßt ist. Das Solenoid ist 103 cm lang und hat zwei Wicklungen von je 103 Windungen. Die mit dem Solenoid erreichbare Feldstärke war rund 140 Gauß.

Der Zweck meiner Anordnung ist leicht zu erkennen. Da die Richtungen der Strahlen nämlich alle möglichen Winkel α mit der Richtung der magnetischen Kraft bilden, so wird die Kraft, die nach der Maxwellschen Theorie auftritt, alle möglichen Werte annehmen. Wird die elektrodynamische Kraft und die elektrische εF kompensiert, so ist

$$\frac{u}{v} = \beta = \frac{F}{vH\sin\alpha}.$$

1) 8, 430, 1907.

Vermittels dieser Anordnung finden Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit ganz automatisch den Winkel, für den bei gegebenen Feldstärken die Kompensation eintritt und der ihnen gestattet, den Kondensator zu verlassen. Es werden also Elektronen aller Geschwindigkeiten mit ihren entsprechenden Massen auf den Film auftreffen und so eine Kurve erzeugen, welche die Masse als Funktion der Geschwindigkeit zu bestimmen gestattet. Es genügt demgemäß eine einzelne Exposition zur Prüfung der verschiedenen Theorien des Elektrons. Die Bewegungsgleichungen der Elektronen nehmen folgende Form an:

$$\text{I}\quad\begin{cases}\dfrac{d}{dt}(m\dot{x})=0\\[4pt]\dfrac{d}{dt}(m\dot{y})=\varepsilon H\dot{z}\\[4pt]\dfrac{d}{dt}(m\dot{z})=-\varepsilon H\dot{y}\end{cases}$$

Hier bedeuten ε, m die spezifische Ladung und die Masse des Elektrons. Die Richtung der zunehmenden x ist die Richtung des Magnetfeldes $\mathfrak{H}$. Während die X- und Y-Achsen in der Ebene der Kondensatorplatten fallen, steht z senkrecht auf dieser Ebene. Innerhalb des Kondensators bildet die Bewegungsrichtung mit $\mathfrak{H}$ den Winkel α. Infolge der Spiralbewegung im reinen Magnetfeld weicht aber diese Richtung von der ursprünglichen ab, so daß die Auftreffstelle P auf dem Film in der von α etwas abweichenden Richtung Θ liegt. Integriert man die vorstehenden Gleichungen und setzt $\varphi=\frac{\varepsilon}{m}Ht$, dann folgt:

$$\text{II}\quad\begin{cases}\dot{x}=u\cos\alpha\\ \dot{y}=u\sin\alpha\cos\varphi\\ \dot{z}=-u\sin\alpha\sin\varphi.\end{cases}$$

Setzt man ferner $OD=DP=a$ und

$$u=\frac{F}{H\sin\alpha},$$

so erhält man durch nochmalige Integration:

$$\text{III}\quad\begin{cases}x=a\cos\alpha+\dfrac{m}{\varepsilon}\dfrac{F}{H^2}\varphi\cot\alpha\\[4pt] y=a\sin\alpha+\dfrac{m}{\varepsilon}\dfrac{F}{H^2}\sin\varphi\\[4pt] z=\dfrac{m}{\varepsilon}\dfrac{F}{H^2}(1-\cos\varphi).\end{cases}$$

Bezeichnet man die an der Auftreffstelle des Elektrons auf dem Film bestehenden Werte von x, y, z und φ durch den Index 0, und setzt man ferner $\frac{F}{2aH^2}=K$, so findet man:

$$\text{IV}\quad\begin{cases}(1)\quad \dfrac{x_0}{2a}=\cos\Theta=\dfrac{1}{2}\cos\alpha+K\dfrac{m}{\varepsilon}\varphi_0\cot\alpha\\[4pt](2)\quad \dfrac{y_0}{2a}=\sin\Theta=\dfrac{1}{2}\sin\alpha+K\dfrac{m}{\varepsilon}\sin\varphi_0\\[4pt](3)\quad \dfrac{z_0}{2a}=K\dfrac{m}{\varepsilon}(1-\cos\varphi_0).\end{cases}$$

Durch Einsetzen von (3) in (1) und (2) folgt:

$$(1\text{a})\quad \sin\Theta=\frac{1}{2}\sin\alpha+\frac{z_0\sin\varphi_0}{2a(1-\cos\varphi_0)}$$

$$(2\text{a})\quad \cos\Theta=\frac{1}{2}\cos\alpha+\frac{z_0\varphi_0\cot\alpha}{2a(1-\cos\varphi_0)}$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich α und daraus die Geschwindigkeit des in P auftreffenden Strahls.

Da Θ wenig von α abweicht, so verfährt man weiterhin gerade so, als ob das in P auftreffende Elektron sich mit der soeben berechneten Geschwindigkeit auf einer kreisförmigen Bahn in einer durch das Radiumkorn und P gehenden Vertikalebene bewegt hätte.

Nun ist die im Magnetfelde wirkende Kraft:

$$(4)\quad \frac{mu^2}{r}=\varepsilon Hu\sin\alpha.$$

Wie aber eine einfache Rechnung zeigt, ist:

$$(5)\quad \frac{1}{r}=\frac{a^2}{2z}\left(1+\frac{z^2}{a^2}\right).$$

Beachtet man nun, daß nach Lorentz:

$$(6)\quad \frac{\varepsilon}{m}=\frac{\varepsilon}{m_0}\left(1-\beta^2\right)^{\frac{1}{2}},$$

so liefern die Beziehungen (4), (5) und (6)

$$(7)\quad \frac{\varepsilon}{m_0}=\frac{2zv}{a^2\left(1+\frac{z^2}{a^2}\right)H\sin\alpha}\tan arc\sin\beta.$$

Während nach Maxwell unter Benutzung der Abrahamschen Formel, und wenn wir $\tan h\,\delta=\beta$ setzen:

$$(8)\quad \frac{\varepsilon}{m_0}=\frac{2zv}{a^2\left(1+\frac{z^2}{a^2}\right)H\sin\alpha}\left\{\frac{3}{4\beta}\,\frac{2\delta-\tan h\,2\delta}{\tan h\,2\delta}\right\}.$$

Offenbar ist nur diejenige Theorie die gültige, für welche $\frac{\varepsilon}{m_0}$ innerhalb der Beobachtungsfehler für beliebige Werte von β eine wirkliche Konstante ist.

Die Versuche.

Ich übergehe an dieser Stelle die Versuche, welche ich zur Prüfung meines Relativitätsprinzips unternommen hatte. Es genüge die

Mitteilung, daß ich durch meine Versuche diese Theorie widerlegt habe.

Es handelt sich deshalb weiterhin nur noch um die Frage: ob Lorentz-Einsteinsche Theorie oder Maxwellsche Theorie.

Bei der Untersuchung dieser Frage ließ ich mich von folgenden Gesichtspunkten leiten:

1. Es war anzustreben, einen möglichst großen Geschwindigkeitsbereich von Strahlen der Untersuchung zu unterziehen, denn nur so kann die gesuchte Geschwindigkeitsfunktion mit Zuverlässigkeit bestimmt werden. Zu schnelle Strahlen waren auszuschließen, weil die prozentischen Fehler bei ihrer geringen Ablenkbarkeit zu groß werden.

2. Da die spezifische Ladung bei sehr geringen Geschwindigkeiten für die zur Entscheidung stehenden Theorien denselben Wert annimmt, so waren zum Zweck der Bestimmung von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ u. a. auch möglichst langsame Strahlen zu untersuchen.

Es ist mir in der Tat gelungen, Strahlen von $^1/_3$ Lichtgeschwindigkeit zur Ablenkung und radiographischen Fixierung zu bringen. Es ist dies auch deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil damit die Untersuchung auf ein einziges Gebiet beschränkt bleibt. Ein Zurückgreifen auf Vergleiche mit Kathodenstrahlwerten wird vermieden. Die bisherigen Kathodenstrahlmessungen sind nämlich mit Ausnahme der Bestelmeyerschen meines Erachtens unter schwer kontrollierbaren Umständen gemacht, indem bei der Berechnung der Geschwindigkeit eine Energiegleichung verwandt wird, die wohl kaum den komplizierten Energieänderungen in der Nähe der Kathode gerecht wird. Die Vorgänge, die sich an der Kathode abspielen, sind noch zu wenig aufgeklärt, um den Berechnungen als Grundlage dienen zu können. Daß auch der Zeemaneffekt bei dem heutigen Stande der Forschung keinen Aufschluß über die spezifische Ladung des Elektrons geben kann, geht aus den abweichenden Werten hervor, welche sich aus der Untersuchung der Spektren verschiedener Metalle bei starken und schwachen Feldern ergeben haben.

3. Ein Haupterfordernis war die Genauigkeit der Messung der Apparatkonstanten. Ich glaube in dieser Hinsicht so weit gegangen zu sein, als es die gegenwärtige physikalische Technik nur gestattet. Die Apparate wurden mit großem Geschick und Verständnis von der bekannten Firma M. Wolz in Bonn angefertigt. Ich gebe in der Folge einen kurzen Überblick über die wichtigsten Hilfsmessungen.

I. Das elektrische Feld.

Das elektrische Feld des Kondensators ergab sich aus der Messung der Potentialdifferenz einer Akkumulatorenbatterie von 320 Elementen und der Dicke der Quarzplättchen, die den Abstand der Kondensatorplatten bestimmen. Nach jeder Messung wurde die Potentialdifferenz nach der Kompensationsmethode gemessen. Die Dickenmessung beruht auf folgender Anordnung: Der Wagebalken einer feinen Wage wurde als Hebel benutzt, dessen Drehachse die Schneide war; das andere Ende des Hebels ruhte auf einer optisch ebenen Platte. Auf dem Wagebalken war ein vertikal stehender Spiegel befestigt, in dem sich ein feiner Platindraht spiegelte. Ein feines Wolzsches Kathetometer wurde auf das Bild eingestellt, schob man dann das zu messende Quarzplättchen zwischen Hebel und optische Platte, so verschob sich das Spiegelbild. Das Kathetometer wurde wieder eingestellt und abgelesen. Eine leichte Rechnung ergab dann die Dicke der Plättchen zu 0,25075 mm.

II. Das Magnetfeld.

Das Solenoidfeld wurde in der Weise gemessen, daß seine magnetische Wirkung auf eine im Innern an einem Quarzfaden aufgehängte Magnetnadel durch eine genau ausmeßbare, auf Marmor gewickelte Spule kompensiert wurde, welche über das Solenoid geschoben war. Es ergab sich als durchschnittliche Feldstärke $H = 23{,}24\,\partial$, während im Mittelpunkt des Solenoids $H = 23{,}19\,\partial$ war, wo ∂ in Ampere gemessen ist. Der Strom wurde von der städtischen Zentrale geliefert und vermittels eines Siemensschen Präzisionsamperemeter und eines Konstantanwiderstandes beständig reguliert. Die Konstanz war im allgemeinen so gut, daß man sicher sein konnte, daß der Solenoidstrom und damit das Magnetfeld auf ein Promille konstant blieb.

Die Resultate.

Jede einzelne der erhaltenen Kurven gestattet die spezifische Ladung des Elektrons als Funktion der Geschwindigkeit zu bestimmen und damit die Frage nach dem gesuchten Naturgesetz zu entscheiden. Für den Zweck dieses Vortrags habe ich es aber vorgezogen, von einer Reihe von Kurven die Maxima Z_m der Ablenkung, welche mittels eines Kathetometers abgelesen wurden, der Berechnung zu unterziehen. Man erhält so Ergebnisse, die unter mannigfaltigen Versuchsbedingungen erzielt wurden. Man vermeidet die bereits angegebenen, etwas komplizierten Berechnungen, deren Erörterung an dieser Stelle zu weit führen würde. Ich habe in der folgenden Tabelle die Resultate zusammengestellt. Bezüglich der ersten Reihe ist

noch zu bemerken, daß die kleine Abweichung des Wertes von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ wohl auf die Schwierigkeit der Stromregulierung zurückzuführen ist, die bei so langsamen Strahlen erforderlich wird. Ein Blick auf die beiden letzten Spalten beweist, daß die Entscheidung zugunsten der Lorentz-Einsteinschen Theorie fällt.

Nummer des Versuches	β_m	H in Gauß	Z_m in mm	$\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^{-7}$ nach Lorentz	$\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^{-7}$ nach Maxwell
10 u. 11	0,3178	104,54	16,37	**1,695**	**1,676**
8	0,3792	115,76	14,45	**1,706**	**1,678**
7	0,4286	127,35	13,5	**1,706**	**1,670**
13	0,5160	127,54	10,18	**1,704**	**1,648**
3	0,6879	127,54	6,23	**1,705**	**1,578**

Es erübrigt noch, auf die Möglichkeit der Anbringung einer gewissen Korrektur an den Werten der Ablenkungen zurückzukommen. Meine Berechnungen beziehen sich auf die Ablenkungen, welche die innerhalb des Kondensators kompensierten Strahlen im reinen Magnetfelde erfahren. Es treten aber außer diesen normalen Strahlen noch anormale auf, nämlich Strahlen, welche innerhalb des Kondensators keine vollständige Kompensation der wirkenden Kräfte erfahren haben und deshalb den Kondensator auf gekrümmter Bahn durchfliegen. Sie machen die radiographische Kurve etwas weniger scharf und verschieben unter Umständen etwas die Schwerpunktslinie der Kurven. Ich habe die Ablenkung dieser extremen Strahlen berechnet und mich davon überzeugt, daß sie die Resultate nicht merklich beeinflussen.

Zum Schluß möchte ich noch kurz zu der augenfälligen Konstanz der Werte von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ bemerken, daß es ein Vorzug der von mir verwandten Methode ist, daß, wie eine Berechnung zeigt, kleine Fehler in der Bestimmung der elektrischen Feldstärke nur in geringem Maße diese Konstanz beeinflussen, vorausgesetzt, daß diese kleinen Fehler bei allen Versuchen gleichmäßig gemacht worden sind. Wenn also der Wert von $\frac{\varepsilon}{m_0} = 1{,}705 \times 10^7$ einen möglichen Fehler enthält, so wird dadurch das wesentliche Ergebnis meiner Untersuchung nicht geändert. Dieses Ergebnis ist die Bestätigung des Relativitätsprinzips.

Nachtrag.

Wie eine erst nachträglich angestellte, auf einen wohlgelungenen Versuch sich stützende Berechnung zeigt, ist die Wirkung eines Schutzringes um den Kondensator nicht ohne Einfluß, wie ich anfangs glaubte und auch äußerte. Theoretisch ist die Randwirkung grade so, als ob der Radius des Kondensators um einen kleinen Betrag — hier 0,31 mm — vergrößert würde. Bringt man diese Korrektur an, so wird $\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^{-7}$ nach Lorentz für die Versuche No. 8, 7, 13, 3, bezw. **1,730; 1,730; 1,729; 1,730.**

(Eingegangen 23. September 1908.)

Diskussion.

Bestelmeyer: Ich möchte den Vortragenden um die Angabe der Dimensionen bitten. Wie groß war der Abstand der Platten (Vortragender: 1/4 mm). Wie groß war der Durchmesser des inneren Kondensators? (Vortragender: 40 mm). Wie war die Länge des Weges zwischen den Platten? (4 cm) und außerhalb der Platten? (4 cm) und wie groß war die Ablenkung des Strahles? (16 mm bis herunter zu 6,23 mm). Ich möchte da auf eine Schwierigkeit bei den Messungen hinweisen. Geradlinig bewegen sich zwischen den Kondensatorplatten Elektronen, für welche die elektrische und magnetische Kraft gleich ist. Es gehen aber außer diesen geradlinig im Kondensator verlaufenden Strahlen auch solche durch, die eine erheblich größere und eine erheblich kleinere Geschwindigkeit haben. Für die Dimensionen, welche sie hier eben angaben, sind das meiner Schätzung nach etwa ± 10 Proz., welche mit einer anderen Geschwindigkeit durchgehen, und wenn man nun aus der Ablenkung den Wert von e/m bestimmt, so ist es nicht sicher, ob er diesen Strahlen der mittleren Geschwindigkeit zugehört oder denen, die eine 10 Proz. größere oder kleinere Geschwindigkeit haben. Man muß deshalb wissen, wie die Strahlenverteilung ursprünglich war. Wenn sie sämtlich in gleicher Menge vorhanden sind, dann kann man annehmen, daß die Ablenkung auch der mittleren Geschwindigkeit entspricht.

Bucherer: Ich habe mir Mühe gegeben, diesen Fehler streng mathematisch zu untersuchen. Ich habe zu diesem Zweck eine transzendente Gleichung gelöst und daraus die Geschwindigkeiten und den Krümmungsradius gemessen. Es ergibt sich, daß diese Strahlen gar nicht in Betracht kommen. Bei der Bestelmeyerschen Methode ist es anders. Da ist der Spalt größer. Wenn Sie das Bild ansehen, so werden Sie sehen, daß die Extrastrahlen gar keine Rolle spielen. Das Bild kann nur von den zentralen Strahlen herrühren, die normal durchgehen, daß heißt, die keine Krümmung haben. Ich will hier einige Zahlen anschreiben, welche diesen Punkt berücksichtigen;

und zwar entspricht das z, also die Ablenkung, welche die Extrastrahlen erfahren, folgenden Geschwindigkeiten:

$$\beta_m = 0{,}516; \quad z_m = 10{,}18 \text{ mm}$$
$$\beta = 0{,}47; \quad z = 0{,}971 \text{ cm}$$
$$\beta = 0{,}588; \quad z = 0{,}954 \text{ cm}$$

Für die geradlinig durchgehenden Strahlen, die Normalstrahlen, ist $z_m = 10{,}18$ mm, und schließlich für die schnelleren Strahlen, da ist die Ablenkung 0,954 cm. Sie sehen, die Ablenkung dieser Strahlen liegt so in der Nähe der Normalstrahlen, daß dadurch höchstens eine kleine Verbreiterung eintreten kann. Der Abstand der Kondensatorplatten ist $^1/_4$ mm, das liefert höchstens eine Breite bis zu $^3/_4$ mm; tatsächlich ist die Kurve nicht breiter. Dies beweist klar, daß die Extrastrahlen keine Rolle spielen.

Wien: Ich möchte den Vortragenden fragen, ob er vielleicht Anhaltspunkte dafür hat, weshalb die Versuche von Kaufmann zu Ergebnissen geführt haben, die von den seinigen verschieden sind.

Bucherer: Ich möchte an keine Kritik der Kaufmannschen Versuche gehen, ohne ausdrücklich zu bestätigen, daß ich die Pionierarbeit von Kaufmann in hohem Maße anerkenne. Wenn ich nun zu der Kritik der Kaufmannschen Versuche übergehe, so möchte ich zunächst auf die Schwierigkeit bei der Messung einer so kleinen Kurve hinweisen.

Die Geschwindigkeiten, die in Betracht kommen, sind 0,8 bis 0,56 der Lichtgeschwindigkeit. Die unteren Werte der Ablenkungen habe ich nicht in Betracht gezogen, da sind die prozentischen Fehler zu groß. In dem Bereich, der für Kaufmann in Frage kam, ist die Kurve auch schon sehr klein. Ich habe die Kurve genau betrachtet und bei einem Teil eine Asymmetrie von 5 Proz. entdeckt, also so viel, wie der Unterschied der Theorien in diesem Geschwindigkeitsbereich beträgt. Ich habe Kaufmann darauf aufmerksam gemacht, er hat nachgemessen und tatsächlich die Abweichung von 5 Proz. gefunden. Ein anderer Punkt ist folgender: Ich habe den Widerstand des Kondensators gemessen; Kaufmann nimmt ihn unendlich groß an.

Wenn der Widerstand des Kondensators nicht verschwindet, kommt dadurch ein Fehler hinein, den ich bei Kaufmann auf 1 Proz. schätze. Ich habe folgende Verhältnisse selbst gefunden (es folgt eine Zeichnung, in welcher Kondensator, Widerstände, Batterie schematisch angedeutet werden). Wenn der eingeschaltete Widerstand nicht gegen den des Kondensators verschwindet, so ist selbstverständlich nicht die Potentialdifferenz der Batterie maßgebend. Allein dieser Fehler macht bei meinen Versuchen 0,06 Proz. aus. (Es werden wieder Zahlen angegeben.) Sie sehen, Sie bekommen da schon merkliche Wirkungen. Bei Kaufmann betrugen diese Widerstände schon mehrere Megohm. Also die Spannungsmessungen von Kaufmann sind meines Erachtens ungültig. Ein anderer Fehler wäre vielleicht dieser: Bei so genauen Messungen, wie sie hier in Frage kommen, dürfen die Platten des Kondensators nicht so zusammengedrückt werden, daß der Druck hier in der Mitte stattfindet, sondern der Druck darf nur auf die Quarzplättchen ausgeübt werden, sonst werden die Platten sich leicht verbiegen. Wenn man Interferenzerscheinungen studiert, sieht man, daß beim Pressen von der Mitte wohl ein Dutzend Ringe austreten. Dann ist weiter die Schwierigkeit des Magnetfeldes zu erwähnen. Kaufmann hat einen permanenten Magneten von 145 Gauß benutzt; er hatte eine Armatur, die wurde abgenommen und dann ändert sich vielleicht der Magnetismus mit der Zeit. Auch da kommt vielleicht eine Fehlerquelle hinein.

Bestelmeyer: Ich glaube nicht, daß die Frage nach den von mir erwähnten Fehlerquellen hier entschieden werden kann. Ich möchte deshalb nur sagen, daß ich noch nicht überzeugt bin, daß die erwähnten Fehlerquellen hier tatsächlich nicht in Betracht kommen. Es handelt sich hier doch um sehr genaue Messungen. Wenn man die kleineren Dimensionen des Apparates berücksichtigt, so zeigen die Kurven ungefähr dieselbe Schärfe, wie bei meinen Versuchen. Für die schnelleren Strahlen ist die Geschwindigkeitsfunktion nach der Lorentzschen Theorie ungefähr 1,24, nach der Abrahamschen 1,19. Den größeren Geschwindigkeiten entsprechen die kleineren Werte der Ablenkung. Die kleineren Geschwindigkeiten entsprechen den großen Ablenkungen. Selbst bei den großen Geschwindigkeiten kommt demnach der Unterschied zwischen der Lorentzschen und der Abrahamschen Theorie bei der Messung auf nur wenige Zehntelmillimeter hinaus, um so viel aber glaube ich, können diese Messungen eventuell ungenau sein. Doch will ich das jetzt hier ohne eine genauere Prüfung des Zahlenmaterials nicht definitiv behaupten.

Bucherer: Ich erwidere darauf: Die Werte von z sind hier so, daß man ohne weiteres annehmen kann, daß die Extrastrahlen keine Wirkung haben. Nehmen Sie ein optisches Analogon. Denken Sie, die Kondensatorplatten seien berußt, so werden die Extrastrahlen nur in geringer Zahl durch den Kondensator durchgehen (Zeichnung) und zur Ablenkung kommen. Sie können keinen Einfluß ausüben, das ist ganz ausgeschlossen. Dieser Einfluß liegt hier

nur bei den Strahlen mit Geschwindigkeiten zwischen der Lichtgeschwindigkeit und 0,95. Dies Bündel hat Herr Bestelmeyer überhaupt übersehen. Ich habe auch darüber Messungen angestellt. Deshalb habe ich bei den Resultaten, die ich hier dargestellt habe, nur die Maxima der Kurven genommen, um eben diesen Punkt zu vermeiden, und bei diesen Maximi ist der Einfluß verschwindend.

Minkowski (Göttingen): Ich will meiner Freude darüber Ausdruck geben, die experimentellen Ergebnisse zugunsten der Lorentzschen Theorie gegenüber der des starren Elektrons sprechen zu sehen. Daß dem eines Tages so sein würde, konnte vom theoretischen Standpunkte aus gar nicht zweifelhaft sein. Das starre Elektron ist meiner Ansicht nach ein Monstrum in Gesellschaft der Maxwellschen Gleichungen, deren innerste Harmonie das Relativitätsprinzip ist. Wenn man mit der Idee des starren Elektrons an die Maxwellschen Gleichungen herangeht, so kommt mir das geradeso vor, wie wenn man in ein Konzert hineingeht und man hat sich die Ohren mit Wattepfropfen verstopft. Man muß auf das höchste den Mut und die Kraft der Schule des starren Elektrons bewundern, die mit fabelhaftem Ansatz über die breitesten mathematischen Hürden hinwegspringt in der Hoffnung, drüben auf experimentellem physikalischem Boden zu Fall zu kommen. Aber das starre Elektron ist keine Arbeitshypothese, sondern ein Arbeitshindernis.

Bucherer: Die Situation wird meist falsch dargestellt. Es handelt sich nicht eigentlich um eine Entscheidung zwischen der Maxwellschen und der Lorentzschen Theorie, tatsächlich ist die Maxwellsche Theorie schon längst überwunden durch die Versuche von Michelson und Morley, sowie Trouton und Noble.

Minkowski: Nicht die Maxwellsche und die Lorentzsche Theorie sind die eigentlichen Gegensätze, sondern das starre und das unstarre, das Zeppelinsche und das Parsevalsche Elektron. Historisch will ich noch hinzufügen, daß die Transformationen, die bei dem Relativitätsprinzip die Hauptrolle spielen, zuerst mathematisch von Voigt im Jahre 1887 behandelt sind. Voigt hat damals bereits mit ihrer Hilfe Folgerungen in bezug auf das Dopplersche Prinzip gezogen.

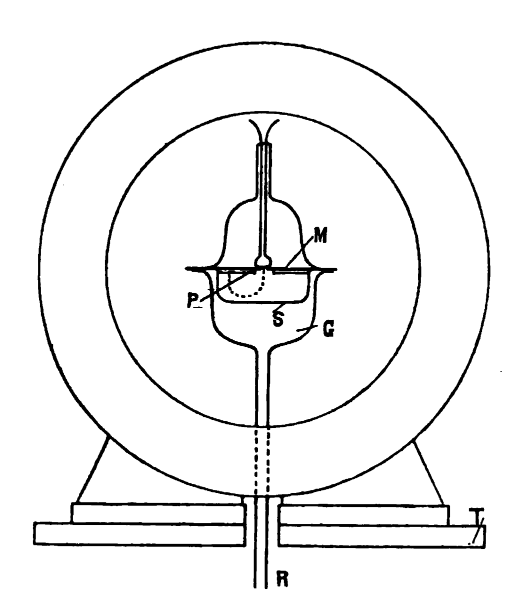
Voigt: Herr Minkowski erinnert an eine alte Arbeit von mir. Es handelt sich dabei um Anwendungen des Dopplerschen Prinzips, die in speziellen Teilen auftreten, aber nicht auf Grund der elektromagnetischen, sondern auf Grund der elastischen Theorie des Lichtes. Indessen haben sich damals bereits einige derselben Folgerungen ergeben, die später aus der elektromagnetischen Theorie gewonnen sind.

J. Classen (Hamburg), Eine Neubestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathodenstrahlen.

Die vorliegende Neubestimmung des Wertes von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ für Kathodenstrahlen benützt einerseits die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen, andrerseits das Potentialgefälle, durch welches die Elektronen ihre Geschwindigkeit erhalten. Um ein möglichst homogenes, genau bekanntes Magnetfeld zu erhalten, waren zwei Spulen gewickelt, jede von 28 cm mittlerem Radius mit gegen 900 Windungen, die in 30 Lagen übereinander lagen. Die beiden Spulen waren in Helmholtzscher Anordnung im Abstande ihres Radius voneinander aufgestellt und erzeugten bei 1 Ampere ein Feld von 28,33 Gauß, das in einer Ausdehnung von 5 cm radial, und 4 cm axial von der Mitte aus gerechnet bis auf 1 Promille konstant war.

Um dieses Feld zur Ablenkung von Kathodenstrahlen benutzen zu können, mußten diese selbst erzeugt werden an einer Stelle inmitten des homogenen Teiles des Feldes. Ferner war es wünschenswert, daß die Kathodenstrahlen auf einer möglichst kurzen Strecke ihre volle Geschwindigkeit erreichten, damit der Teil ihrer Bahn, der noch nicht die genaue Kreisform hat, möglichst klein war gegenüber der ganzen der Messung zugänglichen Bahn. Die Anordnung, die nach verschiedenen Vorversuchen aus dieser Überlegung schließlich hervorging, war folgende. Einer Wehneltkathode mit sehr kleinem Oxydfleck stand in etwa 1 mm Abstand ein ausgedehntes Platinblech als Anode gegenüber, das gerade vor dem Oxydfleck eine 1 mm große Öffnung hatte. Wurde die Kathode im Vakuum zum Glühen gebracht und etwa 1000 Volt Potentialdifferenz angelegt, so trat ein scharf ausgebildeter Kathodenstrahl durch die Öffnung in der Anode hindurch. Befand sich das Ganze in dem homogenen Teil des Magnetfeldes, so wurde dann der Kathodenstrahl beim Erregen eines Feldes von 56 Gauß hinter der Anode, aus der er senkrecht heraustrat, zu einem vollen Halbkreis von etwa 37 cm Durchmesser herumgebogen. Lag auf der Rückseite der Anode eine photographische Platte, so erzeugte der Kathodenstrahl auf dieser beim Einschalten des Feldes einmal in der einen Richtung, dann in der anderen zwei Spuren, deren Abstand den vierfachen Krümmungsradius der Bahn des Kathodenstrahls genau wiedergab.

Die Versuchsanordnung selbst ist in nebenstehender Skizze gezeichnet. Das Magnetfeld selbst steht auf einer Tischplatte T, die in der Mitte eine Durchbohrung hat; ein in die Durchbohrung eingesetztes Rohr dient als Führung, um welche als Achse das Magnetfeld herumgedreht werden kann, so daß es in jede Orien-



tierung zum Erdfelde gebracht werden kann. Durch die Durchbohrung des Tisches geht das Glasrohr R, das unten mit einer Gaedepumpe verbunden ist; oben trägt es den Vakuumapparat, in dem die Kathodenstrahlen beobachtet werden. Dieser besteht aus der Glocke G, auf dieser ist der Metallteller M aufgekittet, der die Anode mit der kleinen Öffnung bildet. Auf dem Teller ist die obere Glocke aufgekittet, in die von oben durch zwei Zuleitungsdrähte die Wehneltkathode eingeführt ist. Eine ringförmige photographische Platte P wurde von unten her gegen die Platte M gelegt und mit der Metallschachtel S überdeckt. Die Kathodenstrahlen nahmen dann innerhalb dieser Schachtel den Verlauf der punktierten Linien.

Der Verlauf einer Messung war folgender: Nach Einlegen der photographischen Platte wurde unter Glühen der Oxydkathode möglichst hohes Vakuum hergestellt, das Magnetfeld erregt und dann das Potential von 1000 Volt angelegt, 2 Sekunden exponiert und das Magnetfeld umgeschaltet, wieder 2 Sekunden exponiert und das Potential abgeschaltet. Dann wurde das Magnetfeld um 60^0 um die Vertikalachse gedreht, wobei der ganze Vakuumapparat unberührt blieb, und die Aufnahme wiederholt. In gleicher Weise wurden auf jeder Platte 6 Aufnahmen gemacht. Als Quelle der Spannung diente eine Hochspannungsbatterie. Die Spannung wurde gemessen durch eine Kompensationseinrichtung, in welcher durch ein Westonnormalelement ein Strom von genau 0,01 Amp. hergestellt wurde. Bei 1000 Volt wurde daher ein Widerstand von 100000 Ohm, bei 4000 Volt vier solche Widerstände als Maß gebraucht. Die Ströme im Magnetfeld wurden gemessen, indem bei der Feldstärke von 56 Gauß die Spannung von 2 Westonelementen an den Enden eines Normal-Ohm hergestellt wurde. Bei dem doppelten Felde wurde die Spannung der gleichen Westonelemente an zwei parallel geschalteten Normal-Ohm hergestellt. Die Ausmessung der Platte geschah mit einem Komparator von Zeiß.

Die Theorie der Versuche ist folgende:

Ist V die angelegte Potentialdifferenz, v die Geschwindigkeit des Elektrons, H die magnetische Feldstärke, r der Krümmungsradius der Bahn, so haben wir die beiden Gleichungen:

$$\varepsilon V = \frac{1}{2}\mu v^2 \quad \text{und} \quad \varepsilon v H = \mu \frac{v^2}{r}$$

aus denen sich leicht ergibt:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2V}{r^2 H^2}.$$

Auf diese Weise wurde für 1000 Volt als Mittel aus 17 Messungen der Wert gefunden $\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}774$, wobei die größte Abweichung einer Messung von diesem Mittelwert nur 4 Einheiten der letzten Stelle betrug.

Zeigten diese Messungen recht gut untereinander übereinstimmende Werte, so blieb jedoch noch die Möglichkeit eines systematischen Fehlers zu erörtern. Bei der Versuchsanordnung wird angenommen, daß das ganze Potentialgefälle voll zur Erzeugung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zur Geltung kommt, während doch die Möglichkeit eines Potentialsprunges an der Kathode infolge von Arbeitsleistung beim Austritt der Elektronen aus der glühenden Fläche nicht ausgeschlossen ist. Wenn dies der Fall ist, so durfte nicht das volle Potentialgefälle in Rechnung gesetzt werden; die gefundene Zahl wäre also zu groß.

Um eine Vorstellung von der Größe des hierdurch bewirkten Fehlers zu erlangen, wurde ermittelt, mit wie geringen Spannungen schon ein Elektronenstrom erzeugt werden konnte. Es zeigte sich, daß bei geringerem Glühen bei 3—4 Volt, bei stärkerem Glühen schon bei 1 Volt ein Elektronenstrom zweifellos nachweisbar war. Demnach war es nicht wahrscheinlich, daß ein etwa störender Potentialsprung größer als 1—3 Volt sein könnte, was einem Fehler im Endresultate von höchstens 3 Promille entsprechen würde.

Zur weiteren Bestätigung wurden auf der gleichen Platte Aufnahmen gemacht erst mit 4000 Volt und der doppelten Stromstärke im Felde und dann mit 1000 Volt und der einfachen Stromstärke. Durch Ausmessung einer solchen Platte erhält man nach obiger Formel direkt das Verhältnis:

$$\frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}} = \frac{V_{1000}\, r_{4000}^2\, H_{4000}^2}{V_{4000}\, r_{1000}^2\, H_{1000}^2}.$$

Hierbei ist die Messung des Verhältnisses der Spannungen und der Feldstärken lediglich

zurückgeführt auf Vergleichung von Normalwiderständen, also mit außerordentlicher Genauigkeit erreichbar. Die Messung von r_{4000}: r_{1000} ist ebenfalls, weil auf derselben Platte geschehend, von allen störenden Unsicherheiten vollständig frei. Auf diese Weise wurden für $\frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}}$ die Werte 1,008, 1,010, 1,006, 1,004 erhalten. Die Theorie von Lorentz verlangt 1,006. Die beobachteten Zahlen weichen untereinander und im Mittel von der theoretisch erwarteten mehr ab, als die Versuchsgenauigkeit zulassen sollte. Hieraus ist zu schließen, daß in der Tat in den Messungen noch eine Fehlerquelle liegt, die die vierte Ziffer des Resultats um 2—3 Einheiten unsicher macht. Bestände ein konstanter Potentialsprung an der Kathode von 3 Volt, so würden in der Formel für $\mu_{4000}:\mu_{1000}$ beide V um 3 zu verkleinern sein, also wäre das Endresultat um 2—3‰ zu verkleinern. Die für $\mu_{4000}:\mu_{1000}$ gefundenen Zahlen deuten darauf hin, daß Potentialsprünge von dieser Größenordnung vorkommen können, aber nicht gleichmäßig vorhanden sind.

Schließlich wurde noch unmittelbar vor die glühende Kathode in etwa 0,2 mm Abstand ein starkes Platinblech gebracht, das an ein Ende des glühenden Bleches angeschlossen war und gerade vor dem Oxydfleck ein kleines Loch von nur 0,3 mm Durchmesser hatte. Wenn bei dieser Anordnung überhaupt Elektronen aus dem Oxydfleck heraustraten, so konnten sie nur durch das zwischen Oxydfleck und vorgelagertem Blech bestehende Potentialgefälle von höchstens 1 Volt (je nach dem Glühgrad) herausgetrieben sein. Gerieten diese Elektronen durch die kleine Öffnung, so erhielten sie nun durch das volle Potentialgefälle von 1000 bzw. 4000 Volt ihre große Geschwindigkeit. In diesem Falle war also nicht mit einem Potentialsprung zu rechnen, sondern im Gegenteil die Elektronen konnten schon eine Anfangsgeschwindigkeit haben; die erhaltenen Zahlen müßten dann zu klein ausfallen. Auf diese Weise wurde gefunden für

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}7728 \quad \text{und} \quad \frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}} = 1{,}004.$$

Die nahe Übereinstimmung dieser Zahl für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ mit der vorher gefundenen läßt wohl jetzt den Schluß zu, daß die Zahl $1{,}773 \times 10^7$ für 1000 Volt um nicht mehr als 2 Einheiten der letzten Ziffer unsicher sein wird.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Diskussion.

Seitz: War das Vakuum in der Röhre sehr hoch? Bei den relativ langsamen Strahlen könnte durch verdünntes Gas eine ziemliche Verminderung der Geschwindigkeit der Teilchen eintreten. Dann würden die Bahnen nicht Kreise sein, sondern Spiralen.

Classen: Ich habe keinen Einfluß des verschieden hohen Vakuums feststellen können. Bei einigen Versuchen war es so hoch, namentlich bei den letzten entscheidenden, daß ich die Kathodenstrahlen kaum noch sehen konnte. Jeder, der mit Kathodenstrahlen gearbeitet hat, weiß, daß sie sehr lange noch blau sichtbar sind und erst, wenn man sehr weit pumpt, werden sie unsichtbar.

Stark: Es scheint, daß hier dieser Einfluß des Vakuums nicht stattgefunden hat, denn dann wäre, verglichen mit dem Kaufmann-Simonschen Wert, ein noch größerer Wert zu erwarten gewesen, als ihn Herr Classen gefunden hat. Ich möchte folgendes fragen: Kaufmann hat doch im Prinzip den Wert $\frac{e}{m}$ auch nach der gleichen Methode bestimmt, Messung der magnetischen Ablenkung und des Kathodenfalles, und Kaufmann hat einen größeren Wert erhalten, den Wert 1,87. Können Sie einen Grund für diese Differenz in den Resultaten angeben?

Classen: S. Simon erzeugt die Kathodenstrahlen nicht in der Mitte des Feldes, sondern läßt die Kathodenstrahlen von außen hereintreten; dabei müssen sie eine Blende passieren an der Stelle, wo die Wirkung des äußeren Feldes der Spule gerade aufgehoben ist. Wenn diese Stelle nicht genau gefunden ist, so kommt dadurch leicht ein nicht unbedeutender Fehler hinein.

Stark: Bei Kaufmann und S. Simon legen die Kathodenstrahlen, ehe sie die Geschwindigkeit annehmen, die dem ganzen Kathodenfall entsprechen, einen ziemlich langen Weg (mehrere Zentimeter) zurück. Hierbei können sie bei kleiner Geschwindigkeit in ihrer Richtung auch von einem sehr schwachen Magnetfeld merkbar beeinflußt werden. Bei Ihrer Anordnung dagegen ist der Weg, auf welchem ein Anwachsen der Geschwindigkeit statt hat, außerordentlich kurz. Daher dürfte bei Ihrer Anordnung jene Fehlerquelle kleiner sein.

Bestelmeyer: Es ist hier die Frage nach der Fehlerquelle der S. Simonschen Versuche aufgeworfen und deshalb möchte ich darauf hinweisen, daß der Beweis, der von S. Simon dafür gegeben wird, daß die erwähnte Fehlerquelle wegfällt, wenn man das Diaphragma in einen gewissen Punkt bringt, nicht stichhaltig ist. Der Beweis bezieht sich darauf, daß die magnetischen Kräfte den Strahl erst nach der einen, dann nach der anderen Seite ablenken, so daß bei der bestimmten Stellung ein Strahl unter dem Einfluß des Magnetfeldes das Dia-

phragma parallel zu der Richtung durchsetzt, in der er die Kathode verlassen hat. Es findet aber eine Parallelverschiebung statt und da nun die Kathodenstrahlen etwas auseinander gehen, die Kathode etwas divergierend verlassen, so trifft bei Umkehrung des Feldes ein anderer Strahl das Diaphragma, der auch bei dem Durchschreiten des Diaphragmas eine etwas andere Richtung hat, nicht wie es bei S. Simon angenommen wird, derselbe Strahl in derselben Richtung.

Marx: Wenn man diese Platte ansieht, so sieht man konzentrische Kreisstücke von verschiedener Intensität und Länge, so daß es aussieht, als ob die Aufnahme mit gedämpften Schwingungen gemacht sei. Darf ich fragen, wie das kommt?

Classen: Sie haben wohl die Platte 18 (Marx: Ja), auf dieser sind fünf verschiedene Aufnahmen gemacht mit verschieden starkem Glühen des Oxydfleckes. Die langen Striche rühren von dem stärker glühenden Blech her. Ich habe das gemacht, um zu sehen, ob das verschiedene Glühen einen Einfluß auf das Resultat hat. Ein solcher hat sich nicht gezeigt.

Jentzsch: Daraus, daß der durch das Gas gehende Strom erst bei ca. 2 Volt eingesetzt hat, kann man nicht folgern, daß diese Spannung der Austrittsarbeit der Elektronen entspricht. Durch den Heizstrom entsteht vielmehr auf der Oxydkathode selbst ein Spannungsabfall, der sich zum angelegten Feld je nach der Stromrichtung addiert oder subtrahiert und es allein bewirkt, daß das Einsetzen des Gasstromes von + bis —2 Volt variieren kann.

Die Antrittsarbeit, die aber für die vorliegende Frage wohl gar nicht in Betracht kommt, kann man aus der Abhängigkeit des Stromes von der Temperatur berechnen. Dabei ergibt sie sich zu ca. 3—4 Volt.

Classen: Ich habe den Strom natürlich in der Richtung durchgeschickt, daß am Oxydfleck ein größeres negatives Potential war als am vorgelegten Platinblech, damit ich die Elektronen herausbekomme.

Wenn ich ein entgegengesetztes Gefälle in der Platinfolie mit dem Oxydfleck hatte, konnte ich niemals einen Kathodenstrahl hier heraus bekommen.

W. Wien (Würzburg), Über positive Strahlen.

Vor einem halben Jahre habe ich in den Sitzungsberichten der Münchner Akademie über Versuche berichtet, aus denen hervorging, daß die positiven Strahlen bei der Gasentladung, die sogenannten Kanalstrahlen, sich in einem Gleichgewichtszustande befinden, bei welchem die in Bewegung befindlichen Atome ihre Ladung kürzere oder längere Zeit behalten und wieder abgeben. Dieser Gleichgewichtszustand scheint sich, wenn er durch äußere Einwirkungen gestört wird, von selbst wieder herzustellen. Ich möchte nun von weiteren Versuchen über diese eigentümlichen Verhältnisse berichten, dabei aber besonders hervorheben, daß noch eine große Anzahl von Fragen unbeantwortet bleiben. Es werden noch sehr viele und mannigfaltige Versuche nötig sein, um diese offenbar sehr verwickelten Vorgänge auch nur einigermaßen vollständig zu klären.

Meine Versuche gingen zunächst in der Richtung, ob die ebenerwähnten Experimente dieselben Ergebnisse haben, wenn man die Kanalstrahlen in das äußerste, mit den heutigen Hilfsmitteln erreichbare Vakuum treten läßt.

Ein solches kann man erreichen, wenn man den Beobachtungsraum mit der Entladungsröhre durch eine Kapillare von 2 mm Durchmesser und 6 cm Länge verbindet, durch welche die Kanalstrahlen hindurchgeben, während mit dem Beobachtungsraum durch eine weite Röhre ein mit ausgeglühter Kohle gefülltes Gefäß, das durch flüssige Luft gekühlt werden kann, verbunden wird.

Die durch die Kapillare in den Beobachtungsraum strömende Luft wird sofort von der Kohle aufgenommen und das Vakuum hält sich dadurch auf bedeutender Höhe. In die Entladungsröhre muß dann durch eine lange enge Kapillare Luft nachströmen. Diese Strömung läßt sich durch Regulierung des Überdrucks leicht so einrichten, daß man eine gewünschte konstante Spannung für die Entladung erhält.

Die in das hohe Vakuum eintretenden Kanalstrahlen wurden nun, genau wie bei den früheren Versuchen, hintereinander zwei unabhängig voneinander zu erregenden Magnetfeldern ausgesetzt. Die Ergebnisse waren, daß auch in dem erhöhten Vakuum die Kanalstrahlen wieder neugeladene Teilchen bilden, wenn durch das erste Magnetfeld die zunächst vorhandenen abgelenkt sind, da das zweite Feld ein vom ersten Feld beeinflußtes Kanalstrahlenbündel prozentisch ebenso schwächt, wie ein vorher nicht beeinflußtes.

Die Beobachtungen waren hier weniger genau, weil in dem mit flüssiger Luft erzeugten Vakuum die Ablenkbarkeit der Strahlen überhaupt wesentlich geringer ist, eine von mir schon viel früher gemachte Beobachtung. Versuche, im hohen Vakuum exakte Messungen der elektrostatischen Ablenkung auszuführen, schlugen fehl, weil auch hier noch in dem Kanalstrahlenbündel eine erhebliche Leitfähigkeit sich zeigt.

Bei den weiteren Versuchen wurde nun zunächst der Zusammenhang zwischen der von den Kathodenstrahlen hervorgerufenen Licht-

emission und der transportierten Elektrizitätsmenge untersucht. Zu dem Zwecke wurde ein Kanalstrahlenbündel untersucht, das durch die Öffnung einer Eisenelektrode austrat und gleich nach seinem Austritt zwischen die konischen Pole eines starken Elektromagneten gelangte. Es zeigte sich, daß trotz des aus sehr dicken Eisenplatten bestehenden Schutzes der Entladungsröhre bei der Erregung starker Felder der Magnetismus doch schon auf die Kanalstrahlen einwirkte, bevor sie die Eisenelektrode erreicht oder verlassen hatten. Es ging dies daraus hervor, daß ein aus einer 23 cm langen, vorn offenen Messingröhre, die das Glasrohr völlig ausfüllte, bestehender Auffänger, der mit einem Galvanometer verbunden war und den gesamten Kanalstrahlenstrom auffing, eine ebenso große Schwächung des aufgefangenen Stromes anzeigte, wenn er bei erregtem Magnetfeld ganz nahe an die Eisenelektrode herangeschoben wurde, als in größerer Entfernung. Trotz des sehr kräftigen Magnetfeldes bemerkt man an dem austretenden Kanalstrahlbündel in unmittelbarer Nähe der Eisenelektrode keine Veränderung der ausgesandten Lichtintensität. Erst in einem Abstande von etwa 12 cm beginnen sich die abgelenkten Strahlen zu bilden an einer Stelle, wo das Kanalstrahlenbündel nicht mehr ganz scharf begrenzt, sondern etwas diffus geworden ist. Eine genaue photometrische Messung mit Hilfe eines Weberschen Photometers, das vertikal von oben auf das Kanalstrahlenbündel gerichtet war, während die magnetischen Kraftlinien horizontal verliefen, zeigte auch nur eine äußerst geringe Änderung der Lichtintensität im Kanalstrahlenbündel an, während die transportierte Elektrizitätsmenge auf 50 bis 25 Proz., je nach den näheren Verhältnissen der Entladung, bei Erregung des Magnetfeldes sank, wie aus der die Beobachtungen darstellenden Tabelle genauer zu ersehen ist. Es ist also das aus der Eisenelektrode austretende Kanalstrahlenbündel durch Erregung des Magneten wesentlich ärmer an positiven Teilchen geworden, während die Lichtintensität so gut wie ungeschwächt ist.

Aus diesen Beobachtungen geht hervor, daß die magnetisch wenig beeinflußbaren Teilchen der Kanalstrahlen die hauptsächlichsten Träger der Lichtemission sind.

Beobachtet man nun die von den Kanalstrahlen emittierte Lichtintensität in größerem Abstande, so zeigt sich ein immer mehr wachsender Einfluß des immer unmittelbar hinter der Eisenkathode wirkenden Magnetfeldes auf die Lichtemission. Um diese Verhältnisse genauer zu untersuchen, wurde das gesamte, in größerer Entfernung völlig diffus gewordene Kanalstrahlenbündel photometriert und gleichzeitig an derselben Stelle die transportierte Elektrizitätsmenge gemessen, beides mit und ohne Magneterregung. In größerer Entfernung ist die Lichtintensität des Kanalstrahlenbündels recht schwach und eine Messung mit einem gewöhnlichen Photometer nicht ausführbar, da die beleuchteten Flächen zu klein sind. Es wurde deshalb ein Stück der Röhre von 6 cm Länge durch schwarzes Papier abgegrenzt und unmittelbar unter die Röhre eine Milchglasplatte, in Größe des beobachteten Stücks der Röhre, gestellt. Diese Milchglasplatte wurde von einer Geißlerschen Röhre beleuchtet, die mit Wasserstoff gefüllt war. Es ist bei dieser Photometrie notwendig, daß beide miteinander verglichenen Flächen von Licht derselben spektralen Zusammensetzung erleuchtet werden.

In genügend großer Entfernung ergab sich nun, daß die Helligkeit des Kanalstrahlenbündels prozentisch in gleicher Weise durch den Magneten geschwächt wurde, wie die transportierte Elektrizitätsmenge. Die Entfernung, in welcher die Schwächung der Lichtintensität ebenso groß war wie die der Elektrizitätsmenge, hängt wesentlich von der Entladungsspannung ab. Bei niedriger Spannung ist sie kleiner als bei höherer. Man ersieht diese Beobachtungen ebenfalls aus der Tabelle. Die mit A und B bezeichneten Wirkungen beziehen sich auf kommutierten magnetisierenden Strom. Da die lange Glasröhre nicht ganz gerade war, lag das Kanalstrahlenbündel in größerer Entfernung von der Eisenelektrode nicht mehr genau in der Achse der Röhre. Dadurch war eine Unsymmetrie bedingt, welche sich in einer verschiedenen Schwächung der Kanalstrahlen zu erkennen gab, wenn das Magnetfeld kommutiert wurde. Man sieht aber, daß die verschiedene Schwächung sich in gleicher Weise bei der Lichtintensität und beim Strom zu erkennen gibt.

Diese Beobachtungen zeigen, daß sich der durch den Magneten gestörte Gleichgewichtszustand erst nach einem längeren Wege herstellt, bei dem die von Kanalstrahlen ausgesandte Lichtintensität wieder der transportierten Elektrizitätsmenge entspricht. Die Länge dieses Weges ist bei höherer Spannung eine größere als bei tieferer.

Wenn man in die Entladungsröhre zwischen der bisherigen Kathode und der Anode eine zweite Eisenelektrode einsetzt und diese zur Kathode macht, so haben die Kanalstrahlen einen längeren Weg zurückzulegen, ehe sie in den Beobachtungsraum gelangen. Das magnetische Feld schwächt hier die Stromstärke bis ungefähr die Hälfte bei 10000 Volt, wenn der Auffänger nahe an die Eisenelektrode gerückt ist. Die Schwächung ist hier geringer als wenn die Elektrode Kathode ist und daher die Ent-

ladung unmittelbar hinter ihr stattfindet. Aber auch hier ist die Schwächung des Stroms viel stärker als die des Leuchtens.

Spannung Volt	Abstand von der Elektrode mm	Intensität nach der Magneterregung in Prozenten des Wertes ohne Magneterregung	
		der Helligkeit	des Stromes
1800	330	35 %	35 %
2700	330	24	24
2700	330	24	25
2600	50	100	
		99	
		92	49
		98	
2700	100	100	
		92	
		94	53
		100	53
		92	52 *)
		98	
10 500	120	92	35
	100	94	26
12 000	1060 A	81	84
	B	43	37
	A	87	85
	B	42	37
17 000	1060 A	78	76
	B	42	38
	A	67	72
	B	42	37
12 000	650 A	89	77
	B	67	42
	A	88	78
	B	64	40
10 200	120	91	24
		100	25
		93	25
		94	25

*) Auffänger übers Gesichtsfeld geschoben.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Diskussion.

Stark: Ehe ich eine Erklärung dieser interessanten Beobachtungen anzudeuten versuche, wollen Sie mir gestatten, daß ich das hauptsächlichste experimentelle Resultat noch einmal formuliere, um ein Mißverständnis zu vermeiden. Experimentell also ist festgestellt worden, daß ein Magnetfeld unmittelbar hinter der Kathode positive Elektrizität aus dem Kanalstrahlenbündel wegnimmt, daß aber nicht gleichzeitig Licht weggenommen wird. In größerem Abstande hinter der Kanalstrahlenelektrode liegt die Sache so: Dasselbe Magnetfeld nimmt hier Strom weg und gleichzeitig auch Licht. Ich glaube, daß in diesen Betrachtungen eine Beziehung zwischen der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen und der von ihnen emittierten Lichtintensität zum Ausdruck kommt. Eine solche Beziehung ist jedenfalls auf spektralanalytischem Wege auch festgestellt worden, wie ich in meinem Vortrage darlegen werde. Ich glaube allerdings, daß das, was ich jetzt sage, erst verständlicher wird, nachdem ich meine Spektrogramme gezeigt habe.

Also die experimentellen Beobachtungen scheinen mir folgende Deutung zuzulassen. Kleine Geschwindigkeiten (positive Teilchen kleiner Geschwindigkeit) sind magnetisch stärker ablenkbar, sie holt darum der Magnet bereits auf kurzer Strecke unmittelbar hinter der Kathode weg. (Wien: Nein, er holt immer weg.) Unmittelbar hinter der Kanalstrahlenelektrode holt er die kleinen Geschwindigkeiten stärker weg. (Wien: Ja, es werden aber durchaus nicht Kanalstrahlen kleinerer Geschwindigkeit immer stärker magnetisch beeinflußt als solche größerer Geschwindigkeit, die Sache ist komplizierter.) Also nehmen wir einmal an, daß es so wäre. Dann lägen die Verhältnisse so: Kleinere Geschwindigkeiten (die im Bündel enthaltenen positiven Teilchen kleiner Geschwindigkeit) sind stärker ablenkbar und werden darum bereits auf kurzer Strecke hinter der Kathode vom Magnet aus dem Kanalstrahlenbündel herausgeholt; würden sie nun Licht emittieren, so würde mit ihnen auch Lichtintensität dem Kanalstrahlenbündel genommen werden. Da das nicht der Fall ist, so ist zu schließen, daß bewegte Lichtintensität nicht von kleinen Geschwindigkeiten bzw. ihren Trägern emittiert wird, sondern nur von den größeren Geschwindigkeiten. In größerem Abstand von der Elektrode treten nämlich infolge der Wirkung des Magnetfeldes auch größere Geschwindigkeiten (positiv geladene Teilchen größerer Geschwindigkeit) aus dem Kanalstrahlenbündel, und da diese Licht mit sich führen, so wird nunmehr dem Bündel außer positiver Ladung auch Licht durch das Magnetfeld entzogen.

Wien: Die Größe der magnetischen Einwirkung auf das ganze Kanalstrahlenbündel ist nicht unmittelbar in Beziehung zu setzen zu der Geschwindigkeit. In diesem Falle wäre der Schluß berechtigt, aber die Sache ist in Wirklichkeit komplizierter.

J. Stark (Greifswald), Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese.

Im folgenden wird eine vorläufige Mitteilung über Untersuchungen gegeben, welche ich gemeinsam mit Herrn Dr. W. Steubing im Physikalischen Institut der Universität Greifswald ausgeführt habe. Die eingehende Beschreibung derselben, insbesondere die Diskussion der Fehlerquellen soll von mir und Herrn Steubing in den Annalen der Physik veröffentlicht werden.

Über die technische Seite der Untersuchungen seien hier kurz folgende Angaben gemacht. Als Stromquelle zur Erzeugung der Kanalstrahlen in Wasserstoff diente bis zu einer Spannung von 440 Volt das städtische Leitungs-

netz, bis zu 1200 Volt eine Batterie kleiner Akkumulatoren, für Spannungen größer als 1600 Volt ein mittelgroßes Induktorium, das mit Wechselstrom betrieben wurde. Das wichtigste der ganzen Technik war die Optik. Es kam zur Verwendung der bereits an einer früheren Stelle[1]) beschriebene lichtstarke Spektrograph, zu dessen Bau die Preußische Akademie der Wissenschaften die Mittel bewilligt hatte. Als Dispersionskörper diente in ihm ein großes Rowlandsches Plangitter (15000 Furchen auf 1 Zoll, 8×16 cm^2 Fläche), das Herr Geheimrat Voigt im Einverständnis mit seinem Eigentümer Herrn Dr. Hauswaldt (Magdeburg) bereitwilligst zu den Untersuchungen mir überlassen hatte. Die Dispersion betrug für H_α ($\lambda = 6563{,}0$ Å.) 1,980 Å., für H_β ($\lambda = 4861{,}5$ Å.) 1,423 Å., für H_γ ($\lambda = 4340{,}7$ Å.) 0,926 Å., für H_δ ($\lambda = 4101{,}8$ Å.) 1,341 Å. auf 0,1 mm der photographischen Platte. Speziell an H_γ und H_δ wurden wichtige neue Beobachtungen gemacht, welche über meine früheren Untersuchungen an Kanalstrahlen hinausgehen. Der Grund, warum ich jene Beobachtungen nicht schon früher machte, liegt darin, daß die Dispersion der früher von mir verwendeten Spektrographen (auf 0,1 mm mehr als 1,8 Å.) nicht groß genug war.

Bevor ich zu den experimentellen Resultaten unserer Untersuchung übergehe, erscheint es mir notwendig, die theoretischen Überlegungen[2]) mitzuteilen, welche mich zu den Experimenten anregten und bei ihrer Ausführung leiteten. Ich tue dies selbst auf die Gefahr hin, die experimentellen Resultate zu diskreditieren. Die Arbeit wurde nämlich zur Prüfung der Lichtquantenhypothese unternommen, welche von M. Planck aufgestellt worden ist und auf deren theoretische und experimentelle Bedeutung A. Einstein[3]) frühzeitig in mehreren Abhandlungen hingewiesen hat; und diese Hypothese ist so eigenartig und widerspricht so sehr den bisher üblichen Anschauungen über die Emission und Absorption des Lichtes, daß die allenthalben bemerkbare Zurückhaltung ihr gegenüber begreiflich ist. Indes scheint es mir nicht richtig, ihr gegenüber auf einem passiven Widerstand zu verharren und zu verlangen, daß man, ausgehend von bereits bekannten Eigenschaften elektromagnetischer Resonatoren, das neue hypothetisch eingeführte Charakteristikum verständlich mache; vielleicht verlangt man hiermit etwas Unmögliches, insofern es nicht ausgeschlossen ist, daß das neue Charakteristikum elektromagnetischer Resonatoren ebenso eine primäre, elementare Eigenschaft ist wie etwa die elektrische Ladung und die Masse negativer Elektronen. Der Experimentalphysiker jedenfalls wird gut tun, gegenüber der Lichtquantenhypothese den objektiven Standpunkt des experimentell prüfenden Forschers zu wählen. An ihm ist es, Versuchsanordnungen auszudenken und zu realisieren, welche direkte Folgerungen aus der Lichtquantenhypothese in der Erfahrung nachzuweisen gestatten. Bestätigen sich diese Folgerungen nicht, dann ist jedenfalls der Erfolg erzielt, daß die Lichtquantenhypothese aus theoretischen Deduktionen zu verschwinden hat.

Es sei e die oszillatorische elektromagnetische Energie, welche einem Resonator mitgeteilt oder von ihm ausgestrahlt werden kann, z sei eine ganze Zahl (0, 1, 2, 3 . . .), $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg sec^{-1} sei das Plancksche Wirkungselement, n die Schwingungszahl des Resonators, λ die Wellenlänge der emittierten Strahlung im Vakuum, c ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit, so gilt nach der Lichtquantenhypothese (Elementargesetz):

$$e = zhn = zh\frac{c}{\lambda}.$$

Gemäß diesem Elementargesetz variiert also die von einem Resonator aufgenommene oder abgegebene Energiemenge nicht stetig von Null bis zu beliebigen Werten, sondern sprungweise im Verhältnis ganzer Zahlen. Nach meinem Dafürhalten braucht man nicht eine diskontinuierliche Struktur der im Äther mit Lichtgeschwindigkeit strömenden Strahlungsenergie zu postulieren, sondern man hat in dem Vorgang, welchen das Elementargesetz regelt, eine spezifische Wirkungsweise der elektromagnetischen Resonatoren zu sehen.

An einem einzelnen Kanalstrahlenteilchen ist einerseits eine gewisse Menge kinetischer Energie $\frac{1}{2}mv^2$ lokalisiert. Andererseits sitzt auf ihm ein elektromagnetischer Resonator, welcher eine Spektrallinie zu emittieren vermag, wie die Beobachtung des Doppler-Effekts an dieser lehrt. Geht das Kanalstrahlenteilchen mit seinem Resonator durch die Wirkungssphäre eines andern materiellen Teilchens im verdünnten Gas, so ist in der damit verbundenen Erschütterung die Möglichkeit gegeben, daß ein Bruchteil der kinetischen Energie des Kanalstrahlenteilchens in oszillatorische Energie des Resonators verwandelt und dann von diesem in der ihm eigentümlichen Spektrallinie wieder ausgestrahlt wird. Es sei α eine zwischen 0 und 1 liegende Zahl, $\frac{\alpha m v^2}{2}$ sei der Bruchteil der kinetischen Energie, welcher beim Durch-

1) Ann. d. Phys. **26**, 806, 1908.

2) Die hier skizzierten theoretischen Überlegungen habe ich bereits an einer früheren Stelle (diese Zeitschr. **8**, 913, 1907) in einer etwas anderen Form auf das bis dahin vorliegende Beobachtungsmaterial angewendet.

3) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 131, 1905; **20**, 199, 1906; 180 1907.

gang durch die Wirkungssphäre für die Transformation in die oszillatorische Form disponibel wird. Trifft die Lichtquantenhypothese zu, so kann so lange in der Spektrallinie des vom Kanalstrahlenteilchen mitgeführten Resonators keine Energie ausgestrahlt werden, als $\frac{a m v^2}{2} < h n$ ist. Erst wenn $\frac{a m v^2}{2} = h n$ geworden ist, wenn also die kinetische Energie des Kanalstrahlteilchens einen gewissen Schwellenwert erreicht hat, kann abrupt die Strahlung des Resonators einsetzen. Aus der Lichtquantenhypothese ergibt sich demnach als erste Folgerung, daß der Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen, der aus einer Lichtemission infolge einer Bewegung im Visionsradius resultiert, unterhalb einer gewissen Grenzgeschwindigkeit (v_I) nicht auftritt. Quantitativ weniger exakt läßt sich diese Folgerung auch so formulieren: Positiv geladene Kanalstrahlenteilchen von kleiner Geschwindigkeit führen zwar eine positive Ladung, aber kein Licht mit sich; positive Teilchen von großer Geschwindigkeit dagegen können außer positiver Ladung auch Licht mit sich führen.

Die Erfahrung bestätigt diese erste theoretische Folgerung in allen bis jetzt untersuchten Fällen. Schon bei meinen ersten Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen fiel mir die merkwürdige Erscheinung auf, daß zwischen der sogenannten ruhenden Linie, welche wahrscheinlich durch sekundäre Kathodenstrahlen erzeugt wird, und dem von mir als Doppler-Effekt bezeichneten Streifen ein lichtloser Raum (von mir als Intensitätsminimum bezeichnet) auftritt. Diese Beobachtung wurde von anderen Autoren, vor allem von F. Paschen[2]), bestätigt. Und die erste Aufgabe der neuen Untersuchungen war, sie in weiten Grenzen der Wellenlänge und des Kathodenfalls zu prüfen. Es ergaben sich folgende Resultate. An den vier Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ, H_δ ist unterhalb eines gewissen Grenzwertes der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen eine bewegte Lichtintensität (Doppler-Effekt) nicht nachweisbar; wenn genügend lange exponiert, also eine Unterexposition vermieden wird, ergibt sich sowohl für einen kleinen Kathodenfall (390 Volt) als für einen großen Kathodenfall (10000 Volt) derselbe Grenzwert v_I für den Beginn der Lichtemission im Doppler-Effekt. Die nachstehende Tabelle I zeigt, daß der Grenzwert v_I langsam mit abnehmender Wellenlänge zunimmt.

Als zweite Konsequenz aus der Lichtquantenhypothese ergibt sich folgende Überlegung. Wächst die kinetische Energie nach dem Überschreiten eines v_I entsprechenden Grenzwertes

Tabelle I.

Wellenlänge λ	Grenzwert v_I
H_α 6563,0	$1{,}07 \cdot 10^7$ cm sec^{-1}
H_β 4861,5	1,25 „
H_γ 4340,7	1,28 „
H_δ 4101,8	1,39 „

weiter, so kann zunächst auch nur ein Lichtquantum in der betrachteten Spektrallinie durch Zusammenstoß erzeugt werden. Sowie aber die kinetische Energie so groß geworden ist, daß $\frac{a m v^2}{2} = 2 h n$ ist, so ist nunmehr die Möglichkeit geboten, daß bei einem Zusammenstoß zwei Lichtquanten in der betrachteten Spektrallinie erzeugt werden. Man beachte wohl, es ist nicht notwendig, daß zwei Lichtquanten bei allen Zusammenstößen oberhalb eines zweiten Schwellenwertes der kinetischen Energie erzeugt werden; die Zusammenstöße werden vielmehr zum Teil auch so verlaufen, daß nur ein Lichtquantum erzeugt wird. In diesem Umstand liegt nun offenbar die Schwierigkeit des experimentellen Nachweises der theoretisch vorhergesagten Erscheinung.

Die Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen hängt in erster Linie von der Geschwindigkeitsverteilung der Kanalstrahlen ab; aus dem Umstand, daß der Doppler-Effekt eine kontinuierliche Folge verschobener Linien darstellt, folgt ja direkt, daß in einem Kanalstrahlenbündel alle möglichen Geschwindigkeiten zwischen Null und einer oberen Grenze vorkommen, welche durch den wirksamen Kathodenfall bestimmt wird. Würden nun bei allen Zusammenstößen oberhalb der kinetischen Energie $\frac{2 h n}{a}$ immer zwei Lichtquanten erzeugt, so würde die Kurve der Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt (Vollkommenheit der photographischen Methode vorausgesetzt) in allen Fällen einen bei der Grenzgeschwindigkeit v_{II} scharf einsetzenden Knick aufweisen, etwa wie es Fig. 1 schematisch zeigt. In Wirklichkeit aber wird die Kurve der Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt resultieren aus der Superposition zweier Kurven, von denen die eine

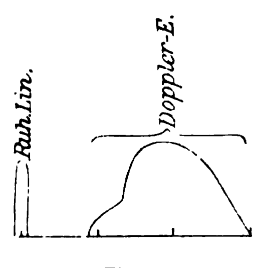


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. 7, 251, 1906; Ann. d. Phys. 21, 438, 1906.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 23, 247, 1907.

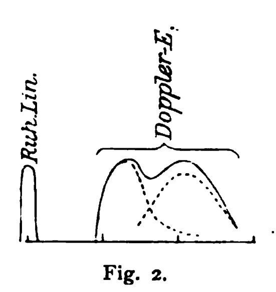


Fig. 2.

den Geschwindigkeiten entspricht, welche nur ein Lichtquantum infolge eines Zusammenstoßes emittieren, die andere dagegen denjenigen Geschwindigkeiten, welche zwei Lichtquanten emittieren. In Fig. 2 ist ein derartiger Fall schematisch dargestellt; die resultierende ausgezogene Kurve zeigt zwei Maxima und dazwischen ein Minimum im Doppler-Effekt oder wie man sich auch ausdrücken kann, „eine Zweiteilung des Doppler-Effektes". Wie direkt ersichtlich ist, entspricht das Minimum in der resultierenden Kurve nicht dem oben charakterisierten Schwellenwert der Geschwindigkeit (v_{II}), welcher den Beginn der Erzeugung von zwei Lichtquanten markiert. Nach diesen vorbereitenden theoretischen Überlegungen möge nunmehr die Erfahrung sprechen.

Es ist das Verdienst von F. Paschen[1]), zuerst eine Zweiteilung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen beobachtet zu haben; es war ihm dies möglich dank der großen Dispersion (0,85 bis 0,95 Å. auf 0,1 mm), mit welcher er arbeitete. Wir können alle seine Angaben über die Zweiteilung bestätigen; in einigen Punkten gehen indes unsere Resultate infolge größerer Lichtstärke oder längerer Expositionsdauer über diejenigen Paschens hinaus. Insbesondere suchten wir, entsprechend dem leitenden theoretischen Gesichtspunkt, auch Spektrogramme zu gewinnen, welche eine Messung des oben charakterisierten zweiten Schwellenwertes der Geschwindigkeit (v_{II}) gestatten. Da es unmöglich ist, gerade die wichtigen Details der Spektrogramme in einer Reproduktion auf Papier wiederzugeben, so muß ich mich hier darauf beschränken, die Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt unserer Spektrogramme schematisch in Kurvenform wiederzugeben. Ich bin bereit, denjenigen, welche sich für die Spektrogramme interessieren, auf Wunsch Reproduktionen auf photographischen Platten oder Films zu übersenden.

Bei einem Kathodenfall von 390 bis etwa 600 Volt ist die Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt von H_β angenähert so, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist. Der Doppler-Effekt besteht aus einer niedrigen, schwach ansteigenden Stufe und aus einer auf sie folgenden höheren zweiten

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**, 247, 1907.

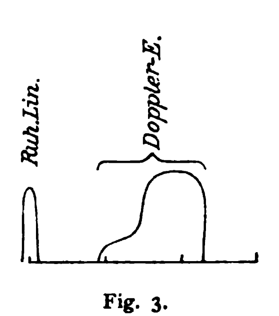


Fig. 3.

Stufe, die nach beiden Seiten steil abfällt. Wird kurz exponiert oder ist die Lichtstärke gering (z. B. bei H_γ), so erscheint die erste Stufe infolge von Unterexposition überhaupt nicht auf der photographischen Platte. Diejenige Geschwindigkeit, bei welcher die zweite Stufe sich zu erheben beginnt, sei mit v_{II} bezeichnet, mit v_I diejenige, bei welcher die erste Stufe anfängt. In Tabelle II ist für verschiedene Linien das Verhältnis v_{II}/v_I und sein Quadrat zusammengestellt. Unsicher ist in ihr die Zahl für H_β.

Tabelle II.

Wellenlänge	$\frac{v_{II}}{v_I}$	$\left(\frac{v_{II}}{v_I}\right)^2$
H_β 4861,5	1,57	2,46
H_γ 4340,7	1,39	1,93
H_δ 4101,8	1,37	1,88

Von etwa 600 Volt ab nimmt für H_γ die erste Stufe offenbar infolge einer günstigeren Geschwindigkeitsverteilung rasch an Höhe relativ zur zweiten zu, während gleichzeitig der Anstieg der zweiten Stufe oder des „zweiten Streifens" sanfter wird. Bei 1000—1400 Volt Kathodenfall zeigt der Doppler-Effekt von H_γ angenähert die in der Fig. 4 dargestellte Intensitätsverteilung; eine Messung von v_{II} ist nun nicht mehr möglich. Schon wenn man für 1200 Volt Kathodenfall bei großer Lichtstärke lange exponiert, so verwachsen infolge der Unvollkommenheit der photographischen Methode die zwei Streifen in einen einzigen, wenigstens bei der von uns angewendeten Dispersion. Das gleiche tritt bei H_γ auch bei kurzer Exposition dann ein, wenn der Kathodenfall beträchtlich größer als 1200 Volt, nämlich 3000—10000 Volt,

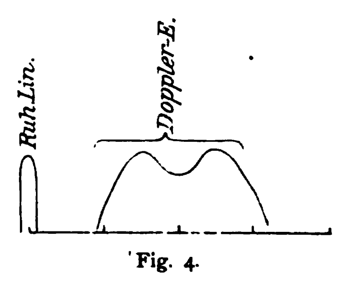


Fig. 4.

wird. Der Grund dafür, daß bei großem Kathodenfall das Maximum im Doppler-Effekt der nur ein Lichtquantum emittierenden Kanalstrahlenteilchen nach größeren Werten der Geschwindigkeiten in das Gebiet des Maximums für die Emission von zwei Lichtquanten rückt, ist offenbar in der geänderten Geschwindigkeitsverteilung der Kanalstrahlen zu suchen.

Da bereits die Zweiteilung des Doppler-Effekts bei Kanalstrahlen nur unter ganz bestimmten Versuchsbedingungen deutlich ausgeprägt zu beobachten ist, so erschien es mir aussichtslos, nach einer Dreiteilung des Doppler-Effekts zu suchen. Theoretisch ist allerdings eine solche zu erwarten; erreicht nämlich die kinetische Energie eines Kanalstrahlenteilchens den Wert $\frac{3hn}{\alpha}$, so ist die Möglichkeit gegeben, daß an ihm bei einem Zusammenstoß drei Lichtquanten von der Frequenz n erzeugt werden; die beobachtbare Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt resultiert dann aus der Superposition dreier Verteilungskurven, von denen die erste der Emission von einem Lichtquantum, die zweite der Emission von zwei Lichtquanten, die dritte der Emission von drei Lichtquanten entspricht. Wider Erwarten habe ich nun in der Tat im Doppler-Effekt von H_δ eine Dreiteilung beobachtet. Ich habe ihr zunächst großes Mißtrauen entgegengebracht; indes kehrte sie oberhalb 3600 Volt bei Variation des Kathodenfalls und der Expositionsdauer in allen Spektrogrammen wieder; die drei Streifen sind viel breiter als die ruhenden oder Bandenlinien, die sonst noch auf den Spektrogrammen vorkommen. Eine Aufnahme, bei welcher die Kanalstrahlen orthogonal zum Visionsradius liefen, ergab das Gebiet unmittelbar hinter H_δ linienfrei; auch auf meinen früheren derartigen Spektrogrammen sind unmittelbar hinter H_δ keine Linien wahrzunehmen. So komme ich zu der Folgerung, daß die beobachtete Dreiteilung des Doppler-Effekts von H_δ für einen Kathodenfall größer als 3600 Volt nicht durch störende Bandenlinien vorgetäuscht ist, sondern in der Tat eine Eigenschaft der Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt selbst ist.

Anhang.

Wie bei jedem naturwissenschaftlichen Problem, so sind auch bei den hier behandelten Erscheinungen die tatsächliche Beobachtung und ihre theoretische Deutung auseinander zu halten; jene bleibt bestehen, auch wenn diese wechselt. Man kann versuchen, die eigenartigen Verhältnisse der Intensitätsverteilung im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen in anderer Weise zu erklären, als es von meiner Seite geschehen ist. Die bereits von Paschen versuchte Erklärung allerdings scheint mir ungenügend zu sein. Paschen nämlich nimmt an, daß die Zweiteilung im Doppler-Effekt davon herrühre, daß in den Kanalstrahlen Wasserstoffionen vorkämen, deren Masse gleich derjenigen eines Wasserstoffatoms sei, und Wasserstoffionen, deren Masse infolge von Anlagerung eines neutralen Wasserstoffatoms gleich derjenigen von zwei Wasserstoffatomen sei. Dieser Erklärungsversuch muß erstens die unbegründete Hilfshypothese machen, daß die Lage der Spektrallinien positiver Atomionen vollkommen unabhängig sei von der Anlagerung neutraler Atome, zweitens die ebenfalls unbegründete Hilfshypothese, daß bei kleinem Kathodenfall (300—600 Volt) im Kanalstrahlenbündel die Strahlen von einer Masseneinheit, bei großem Kathodenfall (3000 bis 10000 Volt) die Strahlen von zwei Masseneinheiten an Zahl überwiegen. Vollkommen unerklärt wird von der Annahme Paschens die Erscheinung gelassen, daß die bewegte Intensität in allen Fällen erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes der kinetischen Energie einen von Null verschiedenen Wert annimmt.

Der Lichtquantenhypothese muß man demgegenüber jedenfalls die Gerechtigkeit widerfahren lassen, daß sie ohne eine weitere Hilfshypothese alle beobachteten Erscheinungen qualitativ und, soweit die bis jetzt erzielte Genauigkeit reicht, auch quantitativ erklärt. Durch die vorliegenden Beobachtungen scheint eine erste direkte experimentelle Bestätigung der Lichtquantenhypothese gewonnen zu sein. Es mag darum angebracht sein, hier kurz noch auf andere Erscheinungen hinzuweisen, welche ebenfalls von dem Planckschen Elementargesetz beherrscht zu sein scheinen.

A. Einstein[1]) hat die Lichtquantenhypothese zur Erklärung des lichtelektrischen Effekts angewandt; ihm folgend hat A. Joffé[2]) gezeigt, daß die Beobachtungen von E. Ladenburg[3]) über die maximale Geschwindigkeit der von Licht unterhalb λ 0,25 μ zur Emission gebrachten Kathodenstrahlen wesentlich in Übereinstimmung mit der Einsteinschen Erklärungsweise stehen. Die Differenz zwischen Beobachtung und Theorie, daß die Abhängigkeit der maximalen Geschwindigkeit von der Wellenlänge nicht für alle Metalle die gleiche ist, braucht nicht zuungunsten der Theorie ausgelegt zu werden; es ist nämlich sehr wohl möglich, daß das Kontaktpotential in einer von Metall zu Metall verschiedenen Weise mit der bestrahlenden Wellenlänge variiert.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 132, 1905.
2) A. Joffé, Münch. Ber. **37**, 279, 1907.
3) E. Ladenburg, diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.

Von W. Wien[1]) und mir[2]) ist gezeigt worden, daß auch die Erzeugung der Kathodenstrahlen durch die Absorption von Röntgenstrahlen auf Grund der Lichtquantenhypothese erklärt werden kann. In Übereinstimmung mit der Theorie ist die maximale Geschwindigkeit dieser Strahlen unabhängig vom Material des emittierenden Körpers und von der Intensität der Röntgenstrahlen, dagegen abhängig von deren Wellenlänge.

Ferner wurde von mir gezeigt, daß die Lage der im ultraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektrum liegenden Banden von chemischen Verbindungen[3]) und ihre Verschiebung durch Substitution und Kondensation auf Grund der Lichtquantenhypothese in Übereinstimmung mit der Erfahrung erklärt werden kann.

Endlich sei hier noch auf eine neue Möglichkeit hingewiesen, die Lichtquantenhypothese einer experimentellen Prüfung zu unterziehen. Ich habe bereits an früheren Stellen[4]) dargelegt, daß auch die kinetische Energie von Kathodenstrahlen in Strahlungsenergie von Spektrallinien positiver Atomionen verwandelt werden kann. Ein Kathodenstrahlteilchen kann entweder auf ein fertiges positives Atomion oder auf ein neutrales Atom stoßen und dieses ionisieren. In beiden Fällen ist nach dem Stoß ein positives Atomion vorhanden, auf welchem ein oder mehrere Resonatoren sitzen, welche die Serienlinien des Atomions emittieren. Infolge der Erschütterung beim Auftreffen des Kathodenstrahls kann der Resonator einen Teil von dessen Energie in oszillatorischer Form aufgenommen haben und mag sie darnach wieder ausstrahlen. Auf diese Weise kommt nach meiner Auffassung die Emission von Serienlinien in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht bei niedriger Temperatur zustande, ebenso die Emission der ruhenden Serienlinien im Kanalstrahlenlicht. Aus der Kombination der vorstehenden Auffassung mit der Lichtquantenhypothese ergeben sich nachstehende Folgerungen.

Es sei $\beta \frac{m v^2}{2}$ der Bruchteil der kinetischen Energie eines Kathodenstrahlteilchens, welcher beim Stoß auf ein fertiges oder entstehendes positives Ion an einen Resonator auf diesem in oszillatorischer Form abgegeben werden kann; λ sei die Wellenlänge der Strahlung des Resonators. Solange $\beta \frac{m v^2}{2} < h \frac{c}{\lambda}$ ist, kann dann die betreffende Serienlinie des Atomions durch den Stoß des Kathodenstrahls nicht erregt werden. Diese Folgerung kann auch so formuliert werden. Es sei v_m die größte in einem Gasvolumen vorkommende Kathodenstrahlgeschwindigkeit, die in dem gleichen Gasvolumen vorkommenden Atomionen mögen in allen Teilen des Spektrums auch im äußersten Ultraviolett Spektrallinien besitzen. Es können dann von den Kathodenstrahlen nicht beliebig kurze Wellen in dem betrachteten Volumen zur Emission gebracht werden, sondern das infolge von Emission wahrnehmbare Spektrum hört auf bei $\lambda = \frac{2hc}{\beta m v_m^2}$.

In der positiven Lichtsäule von nicht zu kleinem Querschnitt besitzen nur wenige Kathodenstrahlen, indem sie zufällig eine große Weglänge frei durchlaufen, eine Geschwindigkeit, die größer ist, als 30 Volt frei durchlaufener Spannungsdifferenz entspricht. Dagegen kommen in der negativen Glimmschicht auch zahlreiche Strahlen vor, deren Geschwindigkeit größer als 300 Volt ist. Aus diesem Grunde ist zu erwarten, daß das Spektrum der positiven Atomionen weiter in das äußerste Ultraviolett hineinreicht, wenn es an der negativen Glimmschicht als wenn es an der positiven Lichtsäule beobachtet wird.

Mehr quantitatives Gewicht wäre folgender Versuchsanordnung beizulegen. Die Kathodenstrahlen werden an einer Wehneltschen Oxydkathode erzeugt; ihre maximale Geschwindigkeit wird durch den an dieser wirksamen Kathodenfall gegeben; dieser kann von etwa 7 Volt an zu beliebig größeren Werten erhöht werden. Diese langsamen Kathodenstrahlen läßt man in einer Gas- oder Dampfatmosphäre verlaufen, welche die Oxydkathode nicht zu rasch verändert. Beobachtet wird für die verschiedenen Werte des Kathodenfalls die Ausdehnung des von ihnen an den Atomionen zur Emission gebrachten Spektrums im äußersten Ultraviolett. Diese Ausdehnung hängt wesentlich auch ab von dem Werte des Koeffizienten β. Nehmen wir den extremen Fall an, daß $\beta = 1$ sei. Die Emission einer Linie bei $\lambda = 250\ \mu\mu$ verlangt dann eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit von 7,8 Volt, die Emission von $\lambda = 186\ \mu\mu$ eine Geschwindigkeit von 10,4 Volt. Bis zu $\lambda = 186\ \mu\mu$ kann das Spektrum noch mit dem kleinen Quarzfluoritspektrographen von Zeiß in atmosphärischer Luft, insbesondere bei Anwendung Schumannscher Platten, photographiert werden.

Durch äußere Umstände bin ich gegenwärtig verhindert, die im vorstehenden angedeuteten Untersuchungen selbst auszuführen. Vielleicht mag ein anderer Autor aus folgenden bereits gemachten Beobachtungen einen ersten Fingerzeig für die Inangriffnahme dieses Problems gewinnen.

1) W. Wien, Gött. Nachr. 1907.
2) Diese Zeitschr. 8, 882, 1907.
3) Diese Zeitschr. 9, 85, 481, 661, 1908.
4) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1903, S. 447; diese Zeitschr. 8, 398, 917, 1907.

C. Runge und F. Paschen[1]) ist es bereits aufgefallen, daß das Linienspektrum des Sauerstoffs, wenn es von der positiven Lichtsäule gewonnen wird, nicht weit in das Ultraviolett hineinreicht. Die gleiche Erscheinung fiel mir bei meinen kürzlich veröffentlichten Untersuchungen[2]) über Sauerstoff auf, obwohl ich einige Linien mehr als die genannten Autoren beobachtete. Sollte diese Erscheinung damit zusammenhängen, daß in der positiven Lichtsäule in Sauerstoff der Spannungsabfall und somit die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen klein ist? Ist das Spektrum der negativen Glimmschicht im Ultraviolett reicher an Linien?

Ferner fiel mir bei meinen Untersuchungen[3]) über die äußersten ultravioletten Linien des Zinks, Kadmiums und Quecksilbers folgendes auf. Die Beobachtungen wurden an der positiven Lichtsäule gemacht; bei Gegenwart von etwas Stickstoff war der Spannungsabfall in der positiven Säule etwa doppelt so groß als nach guter Reinigung in reinem Metalldampf; trotz kleinerer Stromstärke erschienen aber im ersten Falle die äußersten ultravioletten Linien der drei Metalle intensiver als im zweiten Falle. Es dürfte interessant sein, das ultraviolette Spektrum dieser drei Metalle in der negativen Glimmschicht und vielleicht auch in den langsamen Strahlen einer Wehneltschen Oxydkathode zu untersuchen. Auffallend ist an sich schon die große Armut dieser Metalle an Linien im äußersten Ultraviolett für den Fall, daß ihr Spektrum an der positiven Säule niedriger Temperatur untersucht wird.

(Eingegangen 7. Oktober 1908.)

Diskussion.

Debije (München): Es scheint mir, daß die eigenartige Zunahme des Abstandes zwischen „verschobener" und „ruhender" Intensität mit abnehmender Wellenlänge in Ihren beiden Grundformeln stecken muß. Da nämlich nicht das elementare Energiequantum e, sondern das elementare Wirkungsquantum h als konstant zu betrachten ist, so müssen die Grenzgeschwindigkeiten v_l sich verhalten wie die zweiten Wurzeln der Schwingungszahlen. Die angeschriebenen Zahlen scheinen hiermit zu stimmen, denn während das Verhältnis dieser Geschwindigkeiten bei H_α und H_β zu $\frac{1,39}{1,07}$ gemessen ist, ist das zugehörige Verhältnis der Wurzeln aus den Schwingungszahlen ungefähr $\sqrt{\frac{65}{40}} = 1,3$.

Stark (Bemerkung gelegentlich der Korrektur der Diskussion). In der Diskussion habe ich Herrn Debije mißverstanden und eine Antwort bezüglich des Verhältnisses $\frac{v_{II}}{v_I}$ gegeben, die hier wohl nicht wiedergegeben zu werden braucht. Was die Bemerkung des Herrn Debije betrifft, so erscheint sie mir zutreffend. Wenn der Koeffizient α in der Formel $\alpha \frac{m v_I^2}{2} = h \frac{c}{\lambda}$ in weiten Grenzen konstant ist, dann verlangt die Theorie, daß $v_I = \sqrt{\frac{2hc}{\alpha m \lambda}} = \frac{k}{\sqrt{\lambda}}$ ist. In der Tat zeigt die von mir über v_I mitgeteilte Tabelle, daß v_I der Quadratwurzel aus dem reziproken Wert der Wellenlänge angenähert proportional ist. Diese weitere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung war mir in der Tat entgangen, und ich danke Herrn Debije, daß er mich darauf aufmerksam machte.

W. Krebs (Groß-Flottbek), Vulkanismus im Planetensystem.

Unter den Begriff des Vulkanismus fallen die seismischen Erscheinungen deshalb, weil die vorwiegend vulkanischen Seebeben im wesentlichen die gleiche Verteilung über die ganze Erde erkennen lassen, wie nach Montessus de Ballore die Erdbeben, weil die als prognostisches Mittel für die westindischen Katastrophen bewährte Kettenbildung eine bunte Reihe von beiderlei Katastrophen aufweist, weil endlich die schwereren vulkanischen Ereignisse im Meeresgrunde, wie vor allem die in der Tongarinne, tatsächlich Fern- und vielleicht sogar Weltbeben veranlassen. Am 4/5. September 1908 verzeichneten europäische Erdbebenwarten als ausgeprägtes Fernbeben nicht das 8000 Kilometer entfernte Erdbeben von Portoriko, sondern einen unterseeischen Ausbruch, der das 4000 Kilometer entfernte, vulkanische Azorenmeer und in ihm den Dampfer „Martinique" erschütterte.

Als neuer Grund darf hinzugefügt werden, daß die Erscheinungen der Sonnentätigkeit gelegentlich dem von Milne für Erdbeben nachgewiesenen Gesetze der antipodalen Erregung gehorchen. Dieser Grund fällt um so mehr ins Gewicht, als das gleiche Verhalten am 27. August 1883 zwischen dem vulkanischen Krakatau-Ausbruch und dem unterirdischen Donner unter der westindischen Insel Grand-Cayman zutraf.

An der vorwiegenden Ausbruchnatur der Sonnentätigkeit kann ein Zweifel nicht mehr bestehen, seitdem Wirbelringe von photosphärischer Herkunft in der Korona auf spektrographischem Wege und seitdem die Hebung der Niveaus neugebildeter Sonnenflecken auf stereographischem Wege festgestellt sind. Ich führe dafür meine Mitteilungen in Nr. 4270 und Nr. 4267 der Astronomischen Nachrichten an. Die Größen-

1) C. Runge u. F. Paschen, Wied. Ann. **61**, 666, 1897.
2) Ann. d. Phys. **26**, 817, 1908.
3) J. Stark u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 470, 1906.

ordnung des Emporwerfens jener Wirbelringe, mindestens 700000 Kilometer, stützt, im Gegensatz zu den Refraktionstheorien von Schmidt und anderen, die Realität der Protuberanzenausbrüche. Denn die Rekordfälle, die im Jahre 1907 von Rambaut gemessen und von Fox photographiert wurden, halten sich mit 522825 und 316900 Kilometer durchaus in ihrem Bereich. Sie gestatten deshalb, einen vorläufigen Maßstab zu gewinnen für die ungeheuren Kräfte, die bei solchen Gasausbrüchen aus dem Gasball der Sonne in Betracht kommen.

Die Ausbruchssäule des Krakatau, eine Rekordhöhe für den irdischen Vulkanismus, erreichte nur 27 Kilometer, nicht viel mehr als $^1/_{20000}$ der von Rambaut am 15. November 1907 gesehenen Projektion einer Ausbruchssäule am Sonnenrande. In diesem Blick gewinnt an Interesse die Richtung der öfters beobachteten, seit dem Jahre 1905 auch photographisch festgehaltenen Drehung der Sonnenflecken. Bisher habe ich sie als sehr vorwiegend antizyklonal gefunden. Wirbelerscheinungen sind nicht allein bei Vulkanausbrüchen, sondern in neuerer Zeit auch bei Erdbeben festgelegt worden. Bei zwei einander in mehr als einer Beziehung ähnelnden Erdbeben des Jahres 1907 — Jamaika Januar 14. und Luzon April 17. — erwiesen sich die Richtungen an dem Hauptherd als antizyklonal, an den Nebenherden als zyklonal.

Wenn auch weitere Schlüsse noch durch die Neuheit und Schwierigkeit solcher Beobtungen verboten erscheinen, darf doch schon jetzt an einer übereinstimmenden Gesetzmäßigkeit des solaren und des tellurischen Vulkanismus festgehalten werden.

In der Tat ist aus dem Gesamtmaterial der Erdbebenstatistik Jamaikas von Maxwell Hall ein Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit gefolgert worden, der für den Vulkanismus der ganzen Erde aus dem Zusammenfallen der beiderlei ungewöhnlich starken und nachhaltigen Maximalepochen seit 1902 in lehrreicher Weise bestätigt wird.

Auch bei den übrigen Gliedern unseres Sonnensystems finden sich zweifellose Spuren vulkanischen Geschehens. Ich erinnere an die Kleinsche Theorie der Meteoreisensteine als vulkanische Bomben, an die Planetoiden als zersprengte Reste eines zwischen Mars und Jupiter vordem die Sonne umkreisenden Planeten. Sie markieren eine hochwichtige Grenze im Planetensystem. Die außerhalb dieser Grenze kreisenden Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun weisen nur etwa $^1/_3$ des spezifischen Gewichtes der inneren Planeten auf. Ihre Albedo erreicht dafür nach Gore die dreifache des Planeten Mars. In beiden nähert sich ihre Natur der sichtlich in hohem Grade vulkanischen Natur der Sonne selbst.

Als Ursache liegt nahe der Mangel an flüssigem Wasser und deshalb der Mangel an dem Flüssigkeitsdruck, der in den Meeresteufen der Erdkugel die gewaltigsten Herde ihres Vulkanismus in heilsamen Schranken hält.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Vereinfachungen im meteorologischen Instrumentar.

Einen billigen und bequemen Ersatz für ein Barometer bietet der von Dr. Bruns in Elberfeld entworfene, von mir durch Auswahl geeigneterer Ausmessungen, durch Anbringung einer Skala usw. vervollkommnete Druckmesser. Er besteht aus einer oben zugeschmolzenen Glaspipette, die teilweise mit Wasser gefüllt und unten durch eine langzylindrische Gummikappe tunlichst gasdicht abgeschlossen ist. Der kleine Apparat arbeitet nach dem Mariotteschen Gesetz. Die Schattentemperaturen weisen in geschlossenen Räumen im allgemeinen nicht so große Unterschiede auf, um die Ausdehnung der eingeschlossenen Luftblase wesentlich zu variieren. Sie steht vielmehr in dem Grade unter dem Einfluß der Luftdruckschwankungen, daß sie, bei fünfmonatiger Beobachtung, ein getreues, wenn auch stumpferes Abbild der gleichzeitig entworfenen Luftdruckkurve aus Aneroidbeobachtungen lieferte.

Für Verdunstungsmessungen mit dem Doppelthermometer, über die ich auf der Breslauer Tagung 1904 den gleichen Abteilungen vortrug, und für Feuchtigkeitsbestimmungen hat sich als sehr praktisch herausgestellt der Ersatz der Umwicklung des feuchten Thermometers durch einen kleinen, dem Thermometergefäß eigens angemessenen Strumpf, der aus feinster Baumwolle gehäkelt ist.

Instrumente der geschilderten Art werden nach meiner Angabe von der optischen Anstalt Campbell & Co. Nachfolger in Hamburg ausgeführt.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Notwendigkeit des landeskundlichen Gesichtspunktes im naturwissenschaftlichen und physikalischen Unterricht.

Eine moderne Reform des Unterrichts kann auf keinem Gebiete den politischen, besonders den nationalen Gesichtspunkt unberücksichtigt lassen. Für den naturwissenschaftlichen Unterricht eröffnet sich da ein Anteil an der Förderung der Landeskunde. Der Wert dieses Gesichtspunktes ist von mir auf Grund eigener, langjähriger Erfahrung, die ich im reichsländischen Schuldienst sammeln konnte, in früheren Versammlungsvorträgen niedergelegt. Er gilt ähnlich für die dänischen Grenzgebiete, in besonders hervorragender Weise aber für die polnischen. Bei Gelegenheit der Polendebatten

wurde wiederholt auf schwere Schäden hingewiesen, die der deutschen Besiedelung und überhaupt der Germanisierung erwuchsen aus der geringen Bodenständigkeit der mittleren und höheren Schichten der deutschen Bevölkerung. Es wurden deshalb sogar Museen für Landeskunde vorgeschlagen. Als ein weit wirksameres Mittel erscheint ein auf die Landeskunde hin gerichteter Unterricht der höheren Schulen in den Realfächern. Für die beschreibenden Naturwissenschaften ist diese Richtung durch floristische, faunistische, erdgeschichtliche Gesichtspunkte gegeben, für die Chemie durch die Berücksichtigung der einheimischen Technologie. Für die Physik kommt das weite Feld der Geophysik in Betracht, vor allem die Witterungskunde. Was für die Grenzländer als notwendig erscheint, darf für die inneren Gebiete des Deutschen Reichs durchaus als sehr wünschenswert bezeichnet werden, schon um der auch bei höheren Ständen vielbeklagten Erscheinung der Landflucht willen. Unter den für die Vorbereitung der Kandidaten des höheren Lehramts in den Naturwissenschaften als notwendig vorgeschlagenen Fächern dürfen demnach Geographie und Geophysik in keinem Falle fehlen.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

P. Debije (München), Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens.

§ 1. Die übliche äußerst zweckmäßige Methode der Behandlung der Beugungserscheinungen, wie sie von Fresnel erdacht und von Kirchhoff schärfer begründet wurde, besteht, wie heutzutage wohl allgemein anerkannt wird, aus einer einigermaßen willkürlichen Verschmelzung der theoretischen Grundlagen mit speziellen praktischen Erfahrungstatsachen. Ganz abgesehen von dem Interesse, welches unter diesen Umständen eine direkte Ableitung der Erscheinungen allein aus den (Maxwellschen) Grundgleichungen der Optik ohne Hinzunahme irgendwelcher sonstiger Hilfsmittel wohl beanspruchen dürfte, sind auch noch Gründe mehr praktischer Art vorhanden, die eine solche Behandlung wünschenswert erscheinen lassen. Unter diesen möchte ich an erster Stelle die Frage nach dem Einfluß des Materials der beugenden Schirme nennen, wie er z. B. von Gouy[1]), Wien[2]), Dubois und Rubens[3]), usw. beobachtet wurde und welcher bei der gewöhnlichen Behandlungsweise, die die Schirme stets als vollkommen absorbierend voraussetzt, natürlich aus der Betrachtung herausfallen muß. Weiterhin dürfte es sich zeigen,

1) Comptes rendus **96**, 697, 1883; **98**, 1573, 1884; **100**, 977, 1885; Ann. chim. phys. (6), **8**, 145, 1886.
2) Wied. Ann. **28**, 117, 1886.
3) Wied. Ann. **46**, 542, 1892; **49**, 593, 1893.

daß die direkte Methode nicht allein systematischer, sondern sogar einfacher zum Resultat führt. Schließlich sei noch hervorgehoben, daß man auf dem direktem Wege leichter diejenigen Näherungen ausführen kann, die in Betracht kommen, sobald die Dimensionen der beugenden Körper nicht mehr als außerordentlich groß gegen die Wellenlänge der auffallenden Strahlung betrachtet werden können und deren Berechnung nach der (erweiterten) gewöhnlichen Methode zum mindesten fraglich erscheint.

Zwei Arbeiten in der oben angedeuteten Richtung liegen meines Wissens vor, die erste von Sommerfeld[1]) verfaßte behandelt die Beugung am geradlinigen Rande eines vollkommen reflektierenden Schirmes, die zweite an der ersten anschließende von Schwarzschild[2]) die Beugung beim Spalt. Lösungen der Maxwellschen Gleichungen kennt man allerdings noch in verschiedenen anderen Fällen; so behandeln z. B. Rayleigh[3]) und Mie[4]) das elektromagnetische Feld um kugelförmige, Seitz[5]) und Ignatowsky[6]) um zylindrische Hindernisse. Die optische Verwertung der betreffenden Formeln hat aber ihre eigenartigen Schwierigkeiten. Es gelten zwar die in den genannten Arbeiten benutzten Reihenentwicklungen ganz allgemein für jedes beliebige Verhältnis Radius zur Wellenlänge; praktisch brauchbar sind dieselben indessen nur solange dieses Verhältnis klein gegen 1 bleibt, da die Zahl der zu berücksichtigenden Reihenglieder bei abnehmender Wellenlänge immer mehr ansteigt. Ich möchte nun im folgenden zeigen wie man unter Zuhilfenahme geeigneter Näherungsformeln für die in den oben gemeinten Reihen auftretenden Zylinderfunktionen, den optischen Grenzfall sehr kleiner Wellenlänge behandeln kann. Der Kürze halber wollen wir zunächst an dem möglichst einfach gewählten Beispiel des vollkommen reflektierenden Zylinders die Methode in ihren Hauptzügen erläutern. Die wesentlichen Punkte, auf die es bei dem dielektrischen Zylinder ankommt, sollen dann im letzten Paragraph hervorgehoben werden, wo auch auf ihren Zusammenhang mit der Theorie des Regensbogens kurz hingewiesen wird.

§ 2. Das elektromagnetische Feld um einen vollkommen reflektierenden Zylinder.

Man führe um die Achse des Zylinders vom Radius a Polarkoordinaten r, φ ein, während die in Richtung des Zylinders gemessene Koordinate z heiße und bestimme die Komponenten

1) Math. Ann. **47**, 317, 1895.
2) Math. Ann. **55**, 177, 1902.
3) Phil. Mag. (4), **12**, 86, 1881.
4) Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908.
5) Ann. d. Phys. **16**, 746, 1905; **19**, 554, 1906.
6) Ann. d. Phys. **18**, 495 u. 1078, 1905.

der elektrischen resp. magnetischen Feldstärke, in Richtung der wachsenden r-, φ-, z-Koordinaten gemessen, als reellen Teil der Größen $R e^{i\omega t}$, $F e^{i\omega t}$, $Z e^{i\omega t}$ resp. $P e^{i\omega t}$, $\Phi e^{i\omega t}$, $Z e^{i\omega t}$, wobei ω die Anzahl Schwingungen in 2π sec. bedeutet. In den vorher genannten Arbeiten wird dann gezeigt, daß falls die in der negativen x-Richtung einfallende Welle eine ebene geradlinig polarisierte ist, deren einzige elektrische Komponente in der z-Richtung liegt und den Wert hat:

$$Z = Z_0 = e^{ikx}, \qquad (1)$$

mit $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ (c = Lichtgeschwindigkeit, λ = Wellenlänge) die elektrische z — Komponente des hinzukommenden „Streufeldes" dargestellt wird durch die Formel:

$$Z = -\sum e^{in\frac{\pi}{2}} \frac{J_n(ka)}{H_n(ka)} H_n(kr) \cos n\varphi. \qquad (2)$$

Dabei bedeutet J_n die gewöhnliche Besselsche und H_n, in der Nielsenschen Bezeichnungsweise, die zweite Hankelsche Zylinderfunktion, während das erste Glied der Summe halb zu nehmen ist.

Neben (2) möchte ich nun noch eine andere Darstellung in Integralform erwähnen, die für unsere Zwecke geeigneter erscheint und welche leicht unter Zuhilfenahme der Fourierschen Darstellung einer willkürlichen Funktion erhalten wird; sie lautet:

$$Z = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\beta\, e^{ika\cos\beta} K, \qquad (3)$$

wobei:

$$K = \int_0^{\infty} d\alpha \frac{H_\alpha(kr)}{H_\alpha(ka)} \cos\alpha\varphi \cos\alpha\beta. \qquad (4)$$

Wie man sieht, ist die „charakteristische Funktion K" ganz unabhängig von der Art der einfallenden Welle, sie wird nur bestimmt durch die Eigenschaften des Zylinders. Man überzeugt sich z. B. leicht, daß die einzige Änderung beim Übergang vom vollkommen reflektierenden zum dielektrischen Zylinder darin besteht, daß in K die Größe $\frac{1}{H_\alpha(ka)}$ ersetzt wird durch

$$\frac{n J_\alpha'(nka) - i J_\alpha(nka)\cos\beta}{n H_\alpha(ka) J_\alpha'(nka) - H_\alpha'(ka) J_\alpha(nka)}, \qquad (5)$$

wenn n den Brechungsexponent bedeutet.

Die Schwierigkeit, an der die Diskussion der Formeln bis jetzt scheiterte, tritt ebenso in der Integraldarstellung auf wie in der Reihenentwicklung; in beiden Fällen durchläuft nämlich der Index der Zylinderfunktionen sowohl Werte, die klein, wie auch solche, die vergleichbar und groß sind, gegen das Argument $ka = 2\pi\frac{a}{\lambda}$, das ja in den Fällen der Optik selbst eine große Zahl ist. Angesichts dieser Verhältnisse liegt es nun nahe, die Konstruktion von Näherungsformeln zu versuchen, die die Zylinderfunktionen asymptotisch ersetzen können für große Werte des Arguments bei beliebig veränderlichen Werten des Index. Solche Näherungsfunktionen, die in der Form semikonvergenter Reihen erscheinen und von denen die bekannten Hankelschen Entwicklungen einen Spezialfall bilden, habe ich nun in meiner Münchener Dissertation [1]) abgeleitet; das Resultat ist, was die erste Näherung anbelangt, folgendes:

Solange der Index α kleiner ist wie das Argument, gilt für unendlich wachsende Werte des letzteren:

$$H_\alpha(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x \sin\tau}}\, e^{i\frac{\pi}{4}} e^{-ix(\sin\tau - \tau\cos\tau)}, \qquad (6)$$

wenn man den Hilfswinkel τ definiert durch die Formel

$$\cos\tau = \frac{\alpha}{x}; \qquad (6')$$

ebenso gilt für die gewöhnliche Besselsche Funktion

$$J_\alpha(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x \sin\tau}} \cos\left[x(\sin\tau - \tau\cos\tau) - \frac{\pi}{4}\right]. \qquad (7)$$

Wird der Index größer wie das Argument, so gelten ähnliche Formeln, die zeigen, daß beide Funktionen mit wachsendem x wie eine Exponentialfunktion verschwinden.

Darauf hin wird man zunächst die Integration in (4) nur bis $\alpha = ka$ auszudehnen brauchen, auch wird man, wenn man sich in genügendem Abstand vom Zylinder befindet ($r >> a$) $H_\alpha(kr)$ durch ihren (Hankelschen) Näherungswert

$$H_\alpha(kr) = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\, e^{i\frac{\pi}{4}} e^{-ikr} e^{i\frac{\pi}{2}\alpha} \qquad (8)$$

für den Fall $\alpha << kr$ ersetzen können. Die charakteristische Funktion (4) nimmt dann die Form an

$$K = \varrho\sqrt{\frac{a}{r}}\, e^{-ikr} \int_0^{\pi/2} e^{i\varrho(\sin\tau - \tau\cos\tau)} \cos(\varrho\varphi\cos\tau)\cos(\varrho\beta\cos\tau)\, e^{i\frac{\pi}{2}\varrho\cos\tau} \sin^{1/2}\tau\, d\tau, \qquad (9)$$

wobei $\varrho = ka$ gesetzt wurde.

Drückt man noch das Produkt

$$e^{i\frac{\pi}{2}\varrho\cos\tau} \cos(\varrho\varphi\cos\tau)\cos(\varrho\beta\cos\tau)$$

in bekannter Weise durch die Summe von vier Exponentialfunktionen aus, so sieht man, daß die charakteristische Funktion sich aufbaut aus vier Integralen vom Typus

1) Über den Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material.

$$\int_0^{\pi/2} e^{i\varrho\varphi(\tau)}\psi(\tau)\,d\tau, \tag{10}$$

wobei $\varrho = 2\pi\frac{a}{\lambda}$ eine sehr große Zahl ist und sowohl $\varphi(\tau)$, wie $\psi(\tau)$ mit τ langsam veränderliche Funktionen bedeuten. Die näherungsweise Auswertung eines solchen Integrals erfolgt nun in einfachster Weise folgendermaßen: man führe zunächst $t = \varphi(\tau)$ als neue Variable ein, das Integral nimmt dann die Form an

$$\int_{\varphi(0)}^{\varphi(\pi/2)} e^{i\varrho t}\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}\,dt, \tag{11}$$

wobei wieder $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ eine langsam veränderliche Funktion von t bedeutet. Solange nun im vorgeschriebenen Integrationsintervall $\varphi'(\tau)$ nicht verschwindet, bleibt der Faktor $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ stets endlich; dann verschwindet das Integral bekanntlich von der Ordnung $\frac{1}{\varrho}$, weil die Funktion $e^{i\varrho t}$ um so schneller oszilliert, je größer ϱ ist. Wird indessen $\varphi'(\tau)$ einmal Null im Intervall, sagen wir an der Stelle $\tau = \tau_0$ wie $(\tau = \tau_0)^{\lambda - 1}$, so wird dort $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ unendlich und die Umgebung dieser Stelle liefert den Hauptbeitrag zum Integral, welches jetzt nur mehr von der Ordnung $\varrho^{-\frac{1}{2}}$ verschwindet. Man erhält den fraglichen Wert, indem man $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ in der Umgebung der Stelle τ_0 nach Potenzen von $t - t_0$ (mit $t_0 = \varphi(\tau_0)$) entwickelt und die Integrationsgrenzen ins Unendliche verlegt. Da

$$t = \varphi(\tau) = \varphi(\tau_0) + \frac{(\tau - \tau_0)^2}{2}\varphi''(\tau_0) + \cdots, \tag{12}$$

so erhält man in erster Näherung:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)} &= \frac{\psi(\tau_0)}{(\tau - \tau_0)\varphi''(\tau_0)} = \\ &\frac{\psi(\tau_0)}{\sqrt{2\varphi''(\tau_0)}}\frac{1}{\sqrt{t - t_0}}\end{aligned}\right\}, \tag{13}$$

womit dann der fragliche Wert zurückgeführt ist auf das Integral:

$$\int_{t_0}^{\infty} e^{i\varrho t}\frac{dt}{\sqrt{t - t_0}} = e^{i\varrho t_0}\sqrt{\frac{\pi}{i\varrho}}. \tag{14}$$

Bedenkt man, daß in den Teilintegralen von (9) im Exponenten die Integrationsvariable β vorkommt, die von $-\infty$ bis $+\infty$ gehen kann, so sieht man, daß es von dem jeweiligen Werte dieser Größe abhängen wird, ob die charakteristische Funktion endlich ist oder wie $\sqrt{\varrho}$ mit wachsendem ϱ unendlich wird. Die Ausrechnung ergibt nun das Resultat: geht man auf der β-Achse von $-\infty$ bis $+\infty$, so ist in der Grenze für sehr große Werte von ϱ die Funktion K im allgemeinen endlich für endliche Werte von β, nur für

$$-\varphi - \pi/2 < \beta < -\varphi + \pi/2$$

und

$$\varphi - \pi/2 < \beta < \varphi + \pi/2$$

ist sie groß von der Ordnung $\varrho^{1/2}$. Im ersten Intervall hat sie den Wert

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{r}}e^{-i\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}\sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}e^{i\varrho\cos(\beta + \varphi)}\cos(\beta + \varphi) \tag{15}$$

und im zweiten

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{r}}e^{-i\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}\sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}e^{i\varrho\cos(\beta - \varphi)}\cos(\beta - \varphi). \tag{15'}$$

In erster Näherung ist also K eine unstetige Funktion, deren Werte wir nur in den genannten Gebieten in Betracht zu ziehen brauchen.

Setzt man nun die eben angegebenen Werte (15) und (15′) in (3) ein, so erhält man die Z-Komponente wieder in Form eines Integrals vom Typus (10), das genau in der vorher angegebenen Weise ausgewertet wird und das Resultat liefert:

$$Z = -\sqrt{\frac{a\cos\varphi/2}{2r}}\,e^{-ik(r - 2a\cos\varphi/2)}. \tag{16}$$

Man überzeugt sich leicht, daß (16) übereinstimmt mit dem, was man nach den Gesetzen der geometrischen Optik erwarten muß. Überdies zeigt aber die Integraldarstellung, daß in der Nähe von $\varphi = \pi$ der Exponent von e auch für große Werte von ϱ, keine große Zahl ist, so daß hier der Wert des Integrals anders bestimmt werden muß; dies entspricht den Beugungserscheinungen an der Schattengrenze. Schließlich sei nochmals hervorgehoben, daß die Wertbestimmung (15) und (15′) für K ganz unabhängig von der Art der einfallenden Welle ist, deren Beschaffenheit erst bei der Ausrechnung des zweiten Integrals (3) in Frage kommt und z. B. bei der vorher betrachteten ebenen Welle durch den angegebenen Integranden $e^{i\varrho\cos\beta}$ repräsentiert wird.

§ 3. Der dielektrische Zylinder.

Der einzige Unterschied gegen den vollkommen reflektierenden Zylinder besteht, wie im vorigen Paragraphen angegeben, darin, daß in der charakteristischen Funktion

$$\frac{1}{H_a(\varrho)} \quad \left(\varrho = ka = 2\pi\frac{a}{\lambda}\right)$$

ersetzt wird durch den Ausdruck (5). Mit demselben Recht wie vorher, wird man jetzt bei der Ausrechnung von K wieder nur bis $a=\varrho$, d. h. $\tau=0$ integrieren und die Zylinderfunktionen durch ihre Näherungen ersetzen. Der Ausdruck (5) nimmt dann die Form an:

$$\sqrt{\frac{\pi\varrho\sin\tau}{2}}\, e^{i\left(\varrho f-\frac{\pi}{4}\right)} \frac{(n\sin\tau_1-\cos\beta)-(n\sin\tau_1+\cos\beta)\,e^{-2i\left(n\varrho f_1-\frac{\pi}{4}\right)}}{(n\sin\tau_1+\sin\tau)-(n\sin\tau_1-\sin\tau)\,e^{-2i\left(n\varrho f_1-\frac{\pi}{4}\right)}}\Bigg\}, \quad (17)$$

wenn man neben dem durch $\cos\tau=\frac{a}{\varrho}$ definierten Winkel τ noch den durch $\cos\tau_1=\frac{a}{n\varrho}$ definierten Winkel τ_1 einführt und zur Abkürzung setzt:

$$f=\sin\tau-\tau\cos\tau\,,\quad f_1=\sin\tau_1-\tau_1\cos\tau_1. \quad (17')$$

Da $\frac{n\sin\tau_1-\sin\tau}{n\sin\tau_1+\sin\tau}$ im ganzen Integrationsintervall kleiner wie 1 bleibt, liegt es nahe, den Bruch nach Potenzen der Größe

$$\frac{n\sin\tau_1-\sin\tau}{n\sin\tau_1+\sin\tau}\,e^{-2i\left(n\varrho f_1-\frac{\pi}{4}\right)}$$

zu entwickeln und dann die auftretende Reihe gliedweise auszuwerten. Dieses geschieht nach dem Schema des vorigen Paragraphen, da die Glieder alle dem Typus (10) angehören. Man kann sich nun überzeugen, daß die verschiedenen Glieder Werte für die Z-Komponente erzeugen, die den aufeinander folgenden Reflektionen und Brechungen entsprechen, mit denen man in der geometrischen Optik rechnet. Zugleich sind natürlich Intensität und Polarisationszustand zahlenmäßig festgelegt. Es möge hier unterbleiben das Gesagte näher auszuführen und zu begründen, es soll nur noch kurz gezeigt werden, wie auch die Erscheinungen des Regenbogens sich schon in dem Verhalten der charakteristischen Funktion ankündigen. Betrachtet man z. B. das zweite Glied der Reihe, in die man (17) entwickelt hat, und bildet nach (13) den zweiten Differentialquotienten des Exponenten nach τ genommen, so sieht man, daß derselbe sich bewegt zwischen den Größen

$$1 \quad \text{und} \quad 1-\frac{2}{n},$$

während β dasjenige Intervall durchläuft, in dem die charakteristische Funktion sich wie $\varrho^{1/2}$ verhält und deshalb zu berücksichtigen ist. Sobald also $n<2$ ist, wird in diesem Intervall $\varphi''(\tau_0)$ einmal Null. Da nach (13) die Größe $\frac{1}{\sqrt{\varphi''(\tau_0)}}$ als Faktor bei K vorkommt, so würde das heißen, daß in dem betrachteten Intervall die charakteristische Funktion einmal unendlich wird. Diesem Verhalten entspricht eine unendliche Anhäufung der Energie, die man auch aus der geometrischen Optik in der Richtung des ersten Regenbogens ableiten würde. Die Formeln zeigen indessen, daß die so geführte Rechnung falsch ist und liefern in Wirklichkeit für das Integral in K ein Verhalten wie $\frac{1}{\varrho^{1/6}}$. Die genauere Diskussion der Verhältnisse in der unmittelbaren Umgebung dieser Stelle liefert dann weiter die Beugungserscheinungen, wie diese als sogenannte sekundäre Regenbogen beobachtet werden.

Schließlich sei noch hervorgehoben, daß die Übertragung auf Kugeln in der analogen Form ohne Schwierigkeiten möglich ist.

(Eingegangen 6. Oktober 1908.)

M. Laue (Berlin), Das Additionstheorem der Entropie [1]).

Der Satz, den wir als das Additionstheorem der Entropie bezeichnen wollen, daß nämlich die Entropie eines Systems gleich der Summe der Entropien seiner (räumlich nebeneinander liegenden) Teile ist, findet sich schon in den ersten Grundlagen der Thermodynamik. Freilich ist es an ihm unwesentlich, daß sich die Entropie des Ganzen additiv aus den Einzelentropien zusammensetzt; wesentlich ist nur, daß man sie überhaupt aus ihnen berechnen kann. Denn die Thermodynamik könnte statt der Entropie geradesogut eine beliebige Funktion von ihr benutzen, wenn diese sich nur immer in demselben Sinne ändert, wie ihr Argument. Diese würde im Grunde dasselbe leisten wie die Entropie; nur würde ihr Additionstheorem anders, und zwar weniger einfach lauten. Aber auf jeden Fall könnte man sie auch für ein System berechnen, sowie man ihre Werte für seine Teile kennt.

Das Additionstheorem findet sich, wie gesagt, schon in den ersten Grundlagen der Thermodynamik. Es dient nämlich beim Beweise des zweiten Hauptsatzes zur Definition der Entropie eines inhomogenen Körpers [1]). Es gilt also jedenfalls ebenso weit, wie die thermodynamische Definition der Entropie E durch die Differentialgleichung:

1) Vgl. M. Laue, Ann. d. Phys. **20**, 365, 1906; **23**, 1 und 795, 1907; sowie Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 606, 1907.

1) Vgl. M. Planck, Vorl. über Thermodynamik, Leipzig 1897, S. 85, letzter Absatz und S. 92.



$$dE = \frac{1}{T}(dU + p\,dV),$$

(T bedeutet Temperatur, U Energie, p Druck, V Volumen), z. B. auch für die stationäre Hohlraumstrahlung. Bekanntlich ist dies aber nicht ihre allgemeinste und tiefste Definition. Nach der kinetischen Vorstellung von der Materie gibt es Zustände, welche nicht ungeordnet genug sind, um ihnen einen bestimmten Druck und bestimmte Temperatur zuzuschreiben. Dagegen umfaßt auch diese Fälle Boltzmanns Verknüpfung von Wahrscheinlichkeit und Entropie durch die Gleichung:

$$E = k \log W,$$

wo k eine universelle Konstante ist. Die Wahrscheinlichkeit W ist dabei die Anzahl aller bei einem und demselben Zustand möglichen Komplexionen.

Mit dieser Erweiterung des Gültigkeitsbereichs des Entropiebegriffs wächst auch der des Additionstheorems. Denken wir uns ein materielles System aus zwei Teilen bestehend, so muß für den ersten Teil die Gleichung:

$$E_1 = k \log W_1,$$

für den zweiten

$$E_2 = k \log W_2$$

gelten. Nun ist aber jede Verteilung der Molekeln nach Lage und Geschwindigkeit im ersten Teil mit jeder Verteilung der Molekeln im zweiten Teil verträglich. Die Zahl W aller Komplexionen, welche denselben Zustand des Ganzen ergeben, setzt sich daher aus den Zahlen W_1 und W_2 aller Komplexionen, welche im ersten und im zweiten Teil bei den vorgeschriebenen Zustand möglich sind, nach dem Multiplikationsgesetz

$$W = W_1 \cdot W_2$$

zusammen. Dies ist aber die notwendige und hinreichende Bedingung für das Additionstheorem

$$E = E_1 + E_2.$$

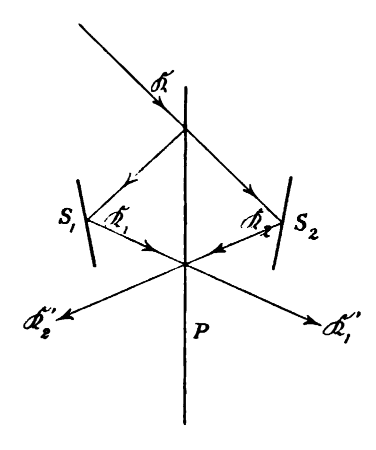
Es gilt daher für alle Zustände der Materie.

Dennoch gilt es nicht allgemein, bei Strahlenbündeln liegen die Verhältnisse ganz anders. (Nebenbei sei bemerkt, daß sich die Differentialgleichung $dE = \frac{1}{T}(dU + p\,dV)$ nicht auf solche instabile Strahlungszustände übertragen läßt.) Offenbar ist ein polarisiertes Strahlenbündel nicht nur in seinem thermodynamischen Zustand, sondern in allen Einzelheiten durch seine Schwingungsform bestimmt. Kohärente Strahlenbündel stimmen aber hierin überein, sie können sich nur noch in der Amplitude der Schwingungen unterscheiden. Obwohl wir also die Anzahl der Komplexionen W bisher nicht wahrscheinlichkeitstheoretisch zu berechnen vermögen, können wir sie unmöglich als unabhängig im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung bezeichnen, können daher die Gleichung

$$W = W_1 \cdot W_2$$

nicht für ein System aus kohärenten Strahlenbündeln gelten lassen. Wir werden daher bei solchen Strahlen ein eigenartiges thermodynamisches Verhalten zu erwarten haben.

Um sich davon zu überzeugen, genügt ein einfacher Interferenzversuch. Auf eine absorptionsfreie, planparallele Platte P trifft ein



monochromatisches, in der Einfallsebene oder senkrecht zu ihr polarisiertes Strahlenbündel von der spezifischen Intensität $\mathfrak{K}$. Ist r das Reflexionsvermögen der Platte, so sind die Intensitäten des gespiegelten und des gebrochenen Strahlenbündels:

$$\mathfrak{K}_1 = r\mathfrak{K},$$
$$\mathfrak{K}_2 = (1 - r)\mathfrak{K}.$$

Diese sollen nun auf zwei ebene, vollkommen reflektierende, zu Platte P symmetrisch gelegene Spiegel S_1 und S_2 fallen, welche sie in derselben Einfallsebene, aber unter anderem Einfallswinkel auf die Platte zurückwerfen. Ist r' das Reflexionsvermögen bei der zweiten Spiegelung, so entstehen dabei durch Interferenz zwei Strahlenbündel von den spezifischen Intensitäten:

$$\mathfrak{K}_1' = \{r(1 - r') + r'(1 - r) + 2\sqrt{rr'(1 - r)(1 - r')}\}\mathfrak{K},$$
$$\mathfrak{K}_2' = \{rr' + (1 - r)(1 - r') - 2\sqrt{rr'(1 - r)(1 - r')}\}\mathfrak{K};$$

denn in dem ersteren interferieren zwei Strahlenbündel mit dem Gangunterschied Null, deren Intensitäten einzeln gleich $r(1 - r')\mathfrak{K}$ und $r'(1 - r)\mathfrak{K}$ wären; und ferner muß des Energieprinzips wegen

$$\mathfrak{K}_1' + \mathfrak{K}_2' = \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 = \mathfrak{K}$$

sein.

Nehmen wir nun

$$r = r'$$

und

$$\frac{1}{4} < r < \frac{3}{4}$$

an, so läßt sich leicht zeigen, daß

$$|\mathfrak{K}_1' - \mathfrak{K}_2'| > |\mathfrak{K}_1 - \mathfrak{K}|.$$

Wenn sich aber die Intensität eines Strahlenbündels auf Kosten des anderen vergrößert, so wächst dabei ihr Temperaturunterschied. Die Temperaturdifferenz kohärenter Strahlenbündel läßt sich demnach durch Interferenzvorgänge ohne jede Kompensation vergrößern.

Man sieht hier unmittelbar einen auffälligen Gegensatz zur Thermodynamik körperlicher Systeme. Aber auch bei inkohärenten Strahlenbündeln ist etwas derartiges unmöglich; denn bei ihnen läßt sich aus dem Additionstheorem beweisen, daß die Entropie abnimmt, wenn bei konstanter Energie die Temperaturdifferenz wächst. Wollte man dagegen das Additionstheorem auch für kohärente Strahlenbündel aufrecht erhalten, so käme man in Widerspruch zum zweiten Hauptsatz. Auch diese optische Überlegung zwingt also dazu, es aufzugeben.

Die angegebenen Gleichungen lehren aber noch mehr. Wählt man den Einfallswinkel bei der zweiten Spiegelung so, daß

$$r' = 1 - r$$

wird, so wird

$$\mathfrak{K}_1' = \mathfrak{K}, \qquad \mathfrak{K}_2' = 0,$$

d. h. zwei kohärente Strahlenbündel setzen sich durch Interferenz zu einem einzigen zusammen. Die zweite Spiegelung und Brechung macht die erste vollkommen rückgängig. Spiegelung und Brechung ist daher ein umkehrbarer Vorgang, falls sie nicht mit Absorption verknüpft ist. Es folgt daraus, daß die Entropie zweier kohärenter Strahlenbündel gleich der desjenigen ist, in welches sie sich umwandeln lassen. Ist die letzere

$$E = \sigma L(\mathfrak{K}),$$

(L ist eine universelle Funktion, σ hängt von den geometrischen Bestimmungsstücken des Strahlenbündels ab), so ist

$$E = \sigma L(\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2)$$

die Formel für die Berechnung der Entropie zweier kohärenter Strahlenbündel von den spezifischen Intensitäten $\mathfrak{K}_1$ und $\mathfrak{K}_2$. Handelt es sich um mehr als zwei, so lautet sie:

$$E = \sigma L(\Sigma \mathfrak{K}).$$

Man sieht aus ihr, daß sich die Entropie des Systems nicht aus dem der Teile berechnen läßt. Denn sind auch

$$E_1 = \sigma L(\mathfrak{K}_1)$$
$$E_2 = \sigma L(\mathfrak{K}_2)$$

bekannt, so kennt man des Faktors σ wegen noch nicht $\mathfrak{K}_1$ und $\mathfrak{K}_2$.

Eine Folgerung hieraus ist, daß der Begriff der Umkehrbarkeit die bisherige absolute Bedeutung verliert. Es gibt Vorgänge, welche je nach dem System, in dem sie sich abspielen, umkehrbar sind oder nicht. Dazu gehört z. B. die Absorption eines Strahlenbündels durch einen schwarzen Körper von gleicher Temperatur. Dieser emittiert, während er es absorbiert, ein ihm in allen thermodynamischen Bestimmungsstücken gleiches; der Vorgang läßt daher die Entropie ungeändert und ist umkehrbar, wenn zu dem absorbierten Strahlenbündel nicht noch ein kohärentes besteht. In diesem Fall dagegen wächst die Entropie der Strahlenbündel infolge der Vernichtung der Kohärenz von $\sigma L(\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2)$ auf $\sigma(L(\mathfrak{K}_1) + L(\mathfrak{K}_2))$, und der Vorgang ist irreversibel. In der Tat lassen sich nun die beiden Strahlenbündel nicht mehr durch Interferenz vereinigen.

Zum Schluß sei bemerkt, daß sich diese Überlegungen auch zur Berechnung der Entropie partiell kohärenter Strahlenbündel anwenden lassen. Diese Formel vermittelt den stetigen Übergang von dem für inkohärente Strahlenbündel geltenden Additionstheorem zu dem obigen, für kohärente abgeleiteten Gesetz.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Georg Meyer (Köln), Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede.

Meine Herren! Ich möchte Ihnen heute eine neue Luftpumpe vorführen. Diese Pumpe ist von Dr. Gaede zunächst zur bequemen Erzeugung des Vorvakuums bei seiner rotierenden Quecksilberluftpumpe konstruiert worden. Sie eignet sich aber hervorragend für alle im physikalischen Laboratorium und Auditorium vorkommenden Versuche und wird daher sicher Ihr Interesse gewinnen. Sie sehen hier, daß die Pumpe wenig Raum einnimmt; der kleine Antriebsmotor ist zusammen mit dem Pumpwerkchen auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert, so daß der ganze Apparat ein handliches Ganze bildet. Die Stärke des Motors beträgt ca. $1/10$ PS. und er läßt sich leicht an jede Lichtleitung anschließen, da sein Stromverbrauch minimal ist (bei 110 Volt ca. 1 Ampere).

Der Hauptvorzug dieser Kapselpumpe besteht aber in der glänzenden Wirkung, und ich will Ihnen davon sogleich einen Beweis liefern. Die Pumpe ist mit einem Rezipienten von 4 Liter Inhalt verbunden. Das darin angebrachte Manometer zeigt, wie das Vakuum fortschreitet und gestattet ohne weiteres einen Vergleich mit anderen Systemen.

Auf welche Weise diese Leistung erzielt wird, will ich Ihnen kurz an der Hand einer Konstruktionszeichnung erläutern (Figur). Die Figur links stellt einen Schnitt senkrecht zur Achse, und die rechte den vertikalen Schnitt

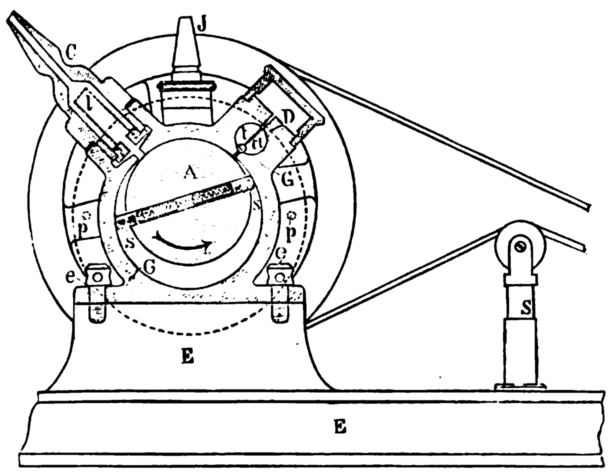


Fig. 1.

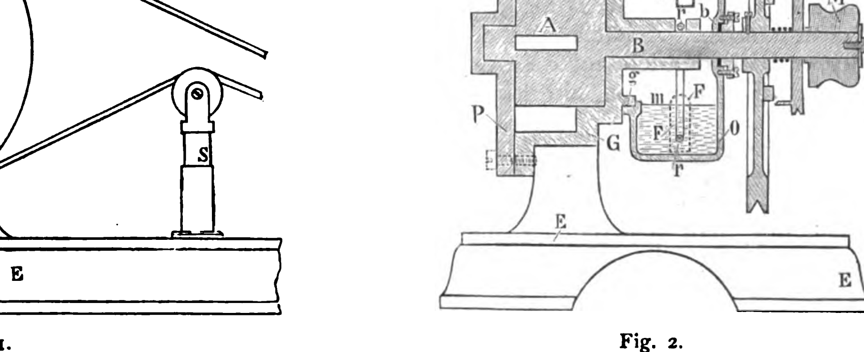


Fig. 2.

längs der Achse dar. In dem durch die Platte P luftdicht abgeschlossenen zylindrischen Raume dreht sich exzentrisch gelagert der massive Zylinder A, und zwar in dem Drehungssinne, den der Pfeil angibt. Die mit C bezeichnete Öffnung dient zum Anschluß an den Rezipienten. Zum Schutze gegen das Eindringen von Fremdkörperchen ist bei l ein feinmaschiges Drahtsieb angebracht. Der massive Stahlzylinder A enthält 2 Schieber s, welche radial angeordnet sind und durch Federkraft auseinander gepreßt werden. Sie legen sich daher mit Druck an die Gefäßwandung an und schließen auch mit den ebenen Begrenzungsflächen des zylindrischen Hohlraumes dicht ab, so daß sie den sichelförmigen leeren Raum in 2 Teile teilen. Bei der Drehung drücken nun die Schieber abwechselnd den ganzen Luftinhalt des Hohlraumes dem Ventil D zu, indem sie gleichzeitig hinter sich eine Luftleere erzeugen, welche durch die Bohrung C dem Rezipienten die Luft entnimmt.

Das Ventil D öffnet sich schon bei geringem Überdruck und läßt die Luft durch den Kanal k, der durch Zirkularprojektion in dem Längsschnitt sichtbar gemacht und deshalb punktiert angedeutet ist, in das Gefäß Q gelangen. Hier laufen die von dem Luftstrom mitgerissenen Öltröpfchen an der inneren Wandung ab und sammeln sich unten im Becken Q, welches zugleich als Ölbehälter für die selbsttätige Schmierung dient. Die Luft entweicht durch die Öffnung J. Etwa mit dem Luftstrom eingesaugte Feuchtigkeit vermischt sich mit dem Öl und sammelt sich mit diesem in dem Behälter Q. Die Feuchtigkeit setzt sich infolge ihrer spezifischen Schwere unterhalb des Ölvorrates ab, und wird so für den weiteren Betrieb unschädlich; denn das umlaufende Öl wird von der Oberfläche entnommen.

Die konstruktive Anordnung läßt leicht erkennen, daß sich das Kapselwerk wie zum Saugen auch zum Drücken verwenden lassen muß, indem man in die Öffnung C die atmosphärische Luft frei eintreten läßt, und den Druckluftstrom bei dem Auslaß J entnimmt. Auch das will ich Ihnen in einigen Experimenten zeigen.

Um die Kapselpumpe als Vorpumpe für Gaedes rotierende Quecksilberluftpumpe zu gebrauchen, ist ein Schnurlauf K vorgesehen, welcher mit der Gaedepumpe durch einen Rundriemen verbunden wird. Er sitzt mit leicht ein- und ausschaltbarer Reibungskupplung auf der Achse des Pumpwerkes. Zum Betriebe der Gaedepumpe hat man also zuerst den Motor einzuschalten und zu warten, bis das Manometer an der Pumpenarmatur ein genügendes Vakuum zeigt. Dann rückt man die Kupplung ein, und die Quecksilberpumpe ist in Betrieb.

Sie sehen hier ein solches Aggregat rotierender Luftpumpe zusammengestellt. Das von der Kapselpumpe geleistete Vakuum ist an der äußeren Quecksilbersäule des Ventilmanometers, das von der Quecksilberpumpe geleistete an dem Stande des Quecksilbers in dem inneren Röhrchen zu erkennen. Ein besseres Urteil über das Feinvakuum hat man durch die Entladungserscheinungen. Deshalb ist hier ein Universalentladungsrohr aufgesetzt, durch welches der sekundäre Strom eines Induktoriums geht. Das Arbeiten gestaltet sich auf diese Weise sehr bequem.

Einen Versuch über latente Verdampfungswärme, der sonst leicht mißlingt, will ich Ihnen mit der neuen Kapselpumpe noch demonstrieren. Derselbe zeigt auch, daß die Pumpe Wasserdämpfe verträgt. Der obere Behälter dieses Glasapparates ist mit etwas Wasser, der untere Raum mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt. Im Vakuum geschieht das Verdampfen des Wassers mit solcher Heftigkeit,

daß dessen Temperatur, auf deren Kosten die Verdampfung vor sich geht, bis zum Gefrierpunkt sinken kann. Wir werden hier also die Eisbildung beobachten können.

Nun zeige ich Ihnen die Wirkung der Kapselpumpe als Druckluftpumpe in einigen Anwendungen. Zunächst habe ich hier einen kleinen Ball, den ich auf dem Luftstrahl tanzen lassen will, wie man ein Ei oder dergl. auf einem Wasserstrahl tanzen läßt. Von größerem physikalischen Interesse ist der Versuch, den Luftstrahl aus einer Ebene austreten zu lassen. Sie sehen hier die bekannte paradoxe Erscheinung, daß der Ball vom Druckstrom angezogen wird.

Ferner kann man einen Gebläsebrenner mit dem Luftstrome der Pumpe versorgen. Zu diesem Zwecke hat Dr. Gaede einen besonderen Injektor angegeben, welcher ähnlich wie ein Bunsenbrenner benachbarte Luft mit in den Strom hineinzieht, und so die geförderte Luftmenge vergrößert. Der Luftinjektor ist auch bei der Benutzung des Luftstromes für akustische Demonstrationen (Pfeifen, Sirenen etc.) von Vorteil.

Diskussion.

König (Gießen): Ich möchte doch fragen, was die Pumpe kostet.

Meyer: 600 Mark.

(Eingegangen 7. Oktober 1908.)

W. Voigt (Göttingen), Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling).

Die bekannten Beobachtungen von Kerr, die später von Righi, Sissingh, Dubois, Drude, Zeeman u. a. erweitert worden sind, haben einen Einfluß der magnetischen Rotationspolarisation auf das an den aktiven Körpern reflektierte Licht sichergestellt.

Ein spezieller Fall, den ich denjenigen der meridionalen Beobachtung nenne, sei besonders hervorgehoben (Fig. 1). Hier handelt es sich um

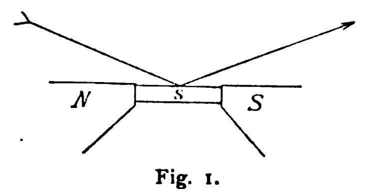


Fig. 1.

einen Spiegel s aus einem ferromagnetischen Metall, der zwischen den Polen N, S eines Magneten befestigt ist, und um Licht, das in einer Ebene reflektiert wird, welche den Kraftlinien parallel liegt. Ist das einfallende Licht parallel oder normal zur Einfallsebene polarisiert und der Analysator vor der Erregung des Magneten auf dunkel gestellt, so tritt bei Erregung Aufhellung ein. Dies deutet auf das Auftreten einer zu der einfallenden Schwingung normalen Komponente im reflektierten Lichte, die in der Literatur als Kerrsche Komponente bezeichnet wird.

Die Kerrsche Komponente ist auch unter den günstigsten Verhältnissen außerordentlich klein; sie erreicht kaum $^1/_{100}$ der zur einfallenden parallelen, reflektierten Komponente; ihre Intensität bleibt sonach unter $^1/_{10000}$ der einfallenden und ihre Untersuchung bildet ein sehr schwieriges Problem.

Ähnliche Wirkungen, wie die beschriebene, werden bei andersartigen Magnetisierungen beobachtet. Die Abhängigkeiten der Amplitude und der Phase der Kerrschen Komponente von der Magnetisierungsrichtung, sowie von dem Einfallswinkel sind sehr kompliziert; um ihre vollständige Theorie ist lange gekämpft worden. Ansätze von Drude haben keine Übereinstimmung mit der Beobachtung gegeben, solche von Goldhammer und Leatham sind gut bestätigt worden. Die allgemeine (Elektronen-) Theorie der magnetischen Erscheinungen, die ich vertreten habe, stimmt in ihren Resultaten mit denen von Leatham und Goldhammer merklich überein.

Die Vergleichung mit der Beobachtung leidet unter der prinzipiellen Schwierigkeit, daß die allgemeine Theorie der Metallreflexion noch nicht ganz abgeschlossen ist. Wir kennen die Gesetze dieser Erscheinung sehr genau für eine bestimmte Farbe, aber die Dispersionsgesetze sind noch nicht recht klar. Während bei selektiv absorbierenden Medien die Darstellung von Absorption und Brechungsindex mit Hilfe der bekannten zuerst von Maxwell und Helmholtz gegebenen, von Drude aus der Elektronentheorie gewonnenen Formeln in sehr befriedigender Weise geschieht, ist Analoges bezüglich der Metalle bisher noch nicht gelungen.

Nun verhält sich die Substanz des magnetisch erregten Spiegels (bei Kerr) bekanntlich durchaus analog einem natürlich aktiven Körper. In jeder Richtung, die nicht allzuweit von derjenigen der Kraftlinien abweicht, pflanzen sich zwei in Annäherung zirkular schwingende Wellen fort. Es war also sicher zu erwarten, daß auch das an natürlich aktiven Körpern reflektierte Licht ein Kerr-Phänomen zeigen müßte. Nach demselben ist mehrfach, aber bisher vergeblich gesucht worden, und die Theorie läßt auch erkennen, daß die Wirkung der Aktivität in dem Falle natürlich drehender Körper im allgemeinen sehr klein sein muß; bleibt doch auch die natürliche Drehung stets weit hinter der erreichbaren magnetischen in Eisen, Nickel, Kobalt zurück.

Der Nachweis einer solchen Wirkung der

natürlichen Aktivität auf das reflektierte Licht würde nun aber doch einiges Interesse haben. Einmal würde dadurch überhaupt eine neue Prüfung der Theorie der natürlich drehenden Körper gewonnen werden, und diese Theorie steht noch keineswegs so fest, daß eine solche Prüfung nicht erwünscht wäre. Sodann aber könnte eine Vergleichung mit der Theorie auch in weiterem Umfange, als bei dem Kerr-Effekt vorgenommen werden, weil, wie gesagt, bei den selektiv absorbierenden Medien die Gesetze von Dispersion und Absorption (welche auch der Theorie der Aktivität zugrunde zu legen sind) ziemlich vollständig bekannt sind. Dies hat mich veranlaßt, das Problem der Einwirkung der natürlichen Aktivität eines nicht metallisch absorbierenden Körpers auf das reflektierte Licht nochmals und auf neue Weise der Untersuchung zu unterwerfen.

Ich ging dabei von der bekannten Erfahrung aus, daß die Dispersion und ebenso die Doppelbrechung eines Mediums außerordentlich stark wirksam wird, wenn der Lichtstrahl die Grenzfläche nahe bei dem Winkel der beginnenden totalen Reflexion durchsetzt. Diese Tatsache beruht darauf, daß in der aus dem Brechungsgesetz $\sin\varphi = n \sin\psi$ folgenden Gleichung:

$$\cos\varphi\, \delta\varphi = n \cos\psi\, \delta\psi,$$

$\delta\psi$ unendlich groß werden muß, wenn $\cos\psi$ verschwindet. Es war demgemäß denkbar, daß auch die Wirkung der zirkularen Doppelbrechung auf das reflektierte Licht ausnahmsweise stark werden möchte, wenn die Reflexion in der Nähe der beginnenden totalen Reflexion stattfände.

Einer meiner Schüler, Herr Försterling, hat die betreffende Rechnung auf Grund der von mir aufgestellten Differentialgleichungen für natürlich aktive Körper durchgeführt[1]).

In dem Grenzfall, daß von den beiden in dem aktiven Medium fortgepflanzten Wellen die eine parallel der Grenze fortläuft (d. h. eben total reflektiert wird), die andere aber noch ganz flach eindringt, ist die Rechnung, wie das Resultat sehr einfach. Man erhält hier für die Amplitude R_p der Kerrschen Komponente, die dem normal zur Einfallsebene polarisierten einfallenden Licht mit der Amplitude E_s entspricht, den Ausdruck

$$R_p = \frac{-2iNN'\gamma_1 E_s}{(N^2+N'^2)\gamma_1 + 2NN'\gamma}, \quad i = \sqrt{-1}\,.$$

Hierin bezeichnet N den Brechungsindex des ersten, N' den mittleren Brechungsindex des zweiten (aktiven) Medium; γ ist der Kosinus des Einfallswinkels, γ_1 derjenige des Brechungswinkels der nicht total reflektierten Welle. Eine analoge Formel gilt für die Kerrsche Komponente, wenn das einfallende Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

Bezeichnen n_1 und n_2 die Brechungsindizes der beiden im aktiven Medium fortschreitenden zirkularen Wellen (wobei $N' = \frac{1}{2}(n_1 + n_2)$), so ergibt sich unter der gemachten Annahme, wie leicht erkennbar:

$$\gamma_1 = \sqrt{2(n_1 - n_2)/n_1}\,.$$

Daß sich hier R_p (resp. R_s) mit der Wurzel aus $(n_1 - n_2)/n_1$ proportional findet, ist der erste vorteilhafte Umstand. Denn $(n_1 - n_2)/n_1$ hat bei den natürlich aktiven Körpern überaus kleine Werte; bei Quarz längs der optischen Achse beträgt derselbe rund 0,00005, bei Natriumchlorat ist er nur ungefähr der siebente Teil hiervon. Für γ_1 ergibt sich jedoch etwa $1/100$ resp. $1/260$.

Nun bietet aber die Formel für R_p noch einen weiteren Vorteil; sie zeigt, daß man R_p (resp. R_s) sehr wesentlich steigern kann, indem man γ klein, d. h. den Einfallswinkel, bei dem die totale Reflexion eintreten soll, groß macht. Dies erfordert die nahe Gleichheit des Brechungsindex des ersten und des zweiten Medium, somit auch von N und N'; d. h., man muß die Beobachtung nicht in Luft vornehmen, sondern in einer geeignet gewählten Flüssigkeit. Hiernach reduziert sich die obige Formel für R_p auf

$$R_p = -\frac{i\gamma_1 E_s}{\gamma_1 + \gamma}.$$

Die Vergrößerung des Einfallswinkels kann nun allerdings nicht sehr weit getrieben werden, weil sonst die reflektierende Fläche sich als ganz schmaler Streifen darstellt und dann als Beugungsspalt wirkt. Nimmt man aber den Einfallswinkel $= 89^0$, so wird $\gamma = 0{,}017$ und R_p/iE_s bei Quarz etwa gleich $1/2{,}7$, d. h. das Intensitätsverhältnis gleich $1/8$ rund. Bei $NaCl_3$ gilt resp. $1/7$ und $1/50$. Man sieht, das sind außerordentlich günstige Verhältnisse, die weit das übertreffen, was bei dem eigentlichen Kerr-Effekt erreichbar ist. Allerdings sind die Voraussetzungen für ihr Eintreten ganz spezielle, die im allgemeinen nur für eine Spektralfarbe erreichbar sind. Der Brechungsindex der Flüssigkeit, in der beobachtet wird, muß ein klein wenig größer sein, als derjenige des stärker brechbaren Strahles im aktiven Körper, derart, daß bei einem Einfallswinkel von 89^0 für diesen Strahl streifender Austritt stattfindet. Bei jeder merklichen Abweichung von diesem Zustand wird nach der Theorie die Amplitude R_p statt mit $\sqrt{(n_1 - n_2)/n_1}$ merklich mit $(n_1 - n_2)/n_1$ proportional, also die Wirkung unsichtbar.

Die Kurven für die Brechungsindizes zweier durchsichtiger Körper schneiden sich für sichtbare Farben in der Regel, wenn überhaupt, nur einmal; der Effekt war also nur für eine Farbe zu erwarten. Wir trafen die Anordnung

1) Derselbe wird die vollständigen Resultate an einer anderen Stelle veröffentlichen.

so, daß wir mit weißem Licht operierten und das Spaltbild nach der Reflexion durch ein Okularspektroskop zerlegten. Die Anordnung war die in der Figur angegebene.

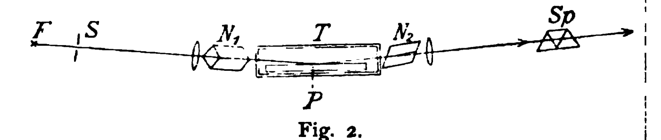


Fig. 2.

Das Licht eines Nernstfadens F wurde durch den ersten Nichol N_1 parallel oder normal zur Einfallsebene polarisiert. Die aktive Platte P befand sich in dem mit der gewählten Flüssigkeit gefüllten Trog T; das austretende Licht wurde durch den Nichol N_2, dessen Polarisationsebene zu der von N_1 gekreuzt war, und das Okularspektroskop Sp betrachtet.

Als isotroper aktiver Körper wurde Natriumchlorat benutzt. Anisol gibt eine Kurve für N, welche die für N' im Roten schneidet; es sollte somit die theoretisch geforderte Wirkung im Gelbroten eintreten. Dies fand in der Tat statt. Innerhalb des matten Spektrum, das infolge der Depolarisation des Lichtes durch den Trog stets auftrat, zeigte sich eine deutliche Aufhellung im Gelbroten. Durch Zusatz von Xylol zum Anisol läßt sich der Schnittpunkt der N- und der N'-Kurve nach Blau hintreiben; dem entsprach völlig die Wanderung der Aufhellung.

Da die beiden gebrochenen Strahlen äußerst nahe parallel der Schnittlinie von Einfalls- und Grenzebene verlaufen, so kann man die obigen theoretischen Überlegungen auch auf einen einachsigen aktiven Kristall anwenden, dessen Hauptachse in jene Richtung fällt. So ist Quarz innerhalb Äthylenbromid beobachtet worden. Bei dieser Kombination war $N = N'$ im Blauen. Wegen der stärkeren Drehung, welche Quarz liefert, war hier die Wirkung äußerst intensiv; im matten diffusen Spektrum erschien eine glänzende hellblaue Linie. Zur Kontrolle wurde ein inaktiver Kristall (Turmalin in Schwefelkohlenstoff) gleichfalls beobachtet. Dieser ergab, wenn die optische Achse die geforderte Lage hatte, keine Aufhellung, — wohl aber (der allgemeinen Theorie der gewöhnlichen Kristallreflexion entsprechend) dann, wenn die Achse aus dieser Lage etwas herausgedreht war. In dieser Position zeigte der Quarz dann andere spezifische Wirkungen seiner Aktivität, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll.

Die beschriebenen Untersuchungen haben zum ersten Male eine Wirkung der natürlichen optischen Drehung auf das reflektierte Licht ergeben und besitzen hiernach unzweifelhaft ein Interesse.

(Eingegangen 6. Oktober 1908.)

Diskussion.

König (Gießen): Kann man die beschriebene Erscheinung nicht auch bei Reflexion innerhalb fester Körper an aktiven Flüssigkeiten erhalten?

Voigt: Gewiß müßte das gehen, würde aber Schwierigkeiten haben, da die zirkulären Doppelbrechungen der Flüssigkeiten im allgemeinen sehr klein sind. Wir haben bezügliche Versuche nicht gemacht.

Karl Scheel und Wilhelm Heuse (Charlottenburg), Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke.

In einer Untersuchung über die Gültigkeit des Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetzes bei kleinen Drucken oberhalb 2,5 mm gelangten Baly und Ramsay[1]) zu dem Resultat, daß verdünnte Luft, die in einem McLeodschen Manometer komprimiert wurde, der Bedingung $pv = \text{const}$ nicht genügte. Die Abweichungen von diesem Gesetz waren für verschiedene Manometer verschieden und um so größer, je weiter die Kompression fortschritt. Als typisches Beispiel geben die Verfasser folgende Reihe, in welcher p den Druck bedeutet, unter dem sich das Gas in der Kapillare befindet, und pv in willkürlichem Maße ausgedrückt ist.

p	pv	p	pv
4,1 mm	100	4,6 mm	41,78
4,1 „	81,83	4,9 „	33,47
4,1 „	69,921	5,0 „	23,09
4,3 „	67,25	6,3 „	15,09
4,6 „	59,57	8,0 „	9,427

Baly und Ramsay suchen den Grund für diese scheinbare Abweichung der Luft vom Mariotteschen Gesetz, die sie übrigens für Wasserstoff nicht beobachten konnten, in Oberflächeneinflüssen.

Lord Rayleigh[2]), welcher mit Drucken zwischen 0,01 und 1,5 mm und mit Kompressionen vom Einfachen auf das Fünffache in weiten Gefäßen arbeitete, fand das Mariottesche Gesetz für Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff bis auf 0,001 mm Druck voll bestätigt. Er zieht aus seinen Resultaten den Schluß, daß sie den üblichen Gebrauch des McLeodschen Manometers für Stickstoff und Wasserstoff und, soweit die sogenannte Bohrsche Anomalie nicht störend einwirke, auch für Sauerstoff rechtfertigen.

Wenn man, was selbstverständlich erscheint, diesen Schluß Lord Rayleighs auf Luft verallgemeinert, so ergibt sich eine Abweichung gegenüber den Resultaten von Baly und

1) Phil. Mag. (5) **38**, 301—327, 1894.
2) Phil. Trans. (A) **196**, 205—223, 1901.

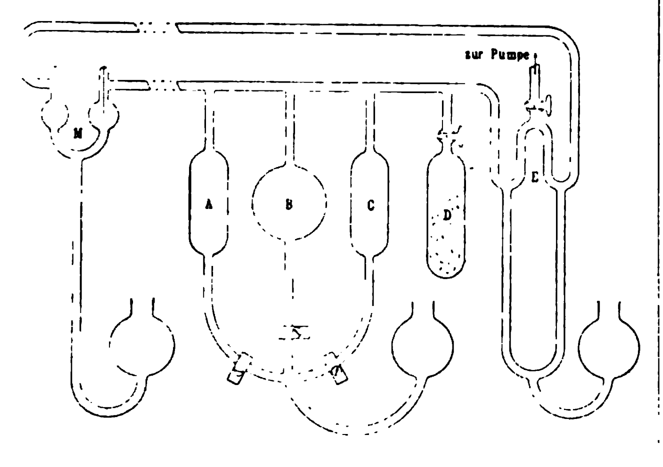
Ramsay, deren Grund wohl nur darin gesucht werden kann, daß jener die Kompression in weiten Gefäßen, diese in Kapillaren ausführten. Es scheint also das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen des benutzten Gefäßes für das Verhalten von Luft bezüglich des Mariotteschen Gesetzes maßgebend zu sein.

In Übereinstimmung mit dieser Auffassung stehen die Resultate einer Arbeit von E. Hering[1]), welcher fand, daß das Mariottesche Gesetz für Anfangsdrucke von 0,05 bis 1 mm und Kompressionen auf etwa $^1/_{25}$ des Volumens und bei einer Mindestrohrweite von 10 mm gültig bleibt, aber wenig oder gar nicht befolgt wird, wenn die Luft in Kapillaren von etwa 0,7 und 1,5 mm Weite komprimiert wird.

Diese Verhältnisse zu klären, ist der Zweck der nachstehend mitgeteilten Untersuchung.

Die benutzte Anordnung besteht im wesentlichen aus dem Manometer und dem Kompressionsapparat.

Das Manometer *M* (Figur) ist demjenigen von Lord Rayleigh[2]) nachgebildet. Es besteht aus zwei miteinander fest verbundenen



Glaskugeln als Druckkammern, welche zur Hälfte von einem gemeinsamen Reservoir aus mit Quecksilber gefüllt sind und in welche von oben her je eine Glasspitze eingeschmolzen ist. Die Einstellung auf Berührung von Spitze und ihrem Spiegelbild gleichzeitig in beiden Kammern geschieht durch Neigen des ganzen Manometers; die Größe der Neigung, welche durch Spiegel und Skala bestimmt wird, gibt unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse ein absolutes Maß für den Druckunterschied in beiden Kammern. Die Verbindung zwischen den Kammern und dem Kompressionsapparat ist durch Glasfedern hergestellt. Das Manometer erlaubte, in Übereinstimmung mit den Angaben Lord Rayleighs, Druckunterschiede in beiden Kammern von 0,001 mm noch mit Sicherheit festzustellen.

1) Ann. d. Phys. (4) 21, 319—341, 1906.
2) l. c. S. 208.

Der Kompressionsapparat bestand aus drei parallel geschalteten kalibrierten kugel- bzw. zylinderförmigen Volumenometergefäßen (*A*, *C*, *B*) von rund 100, 200 und 400 ccm, welche durch aufsteigendes Quecksilber unabhängig voneinander gefüllt werden konnten. Das gesamte schädliche Volumen betrug 77,0 ccm; es wurde nach einer von Lord Rayleigh[1]) angegebenen Methode bestimmt, welche die Gültigkeit des Mariotteschen Gesetzes nur zur Ermittelung einer Korrektionsgröße voraussetzt.

Mit dem Kompressionsapparat konnte nach Bedarf ein viertes ebenfalls ausgemessenes zylindrisches Gefäß *D* von rund 100 ccm in Verbindung gesetzt werden. Das Gefäß diente zur Verwirklichung des leitenden Gedankens, das Verhältnis von Oberfläche und Volumen eines Hohlraumes zu ändern, zu welchem Zwecke es mit 10 bzw. 20 g Glaswolle angefüllt wurde. Aus der Fadendicke der Glaswolle, 0,02 mm, berechnet sich die Oberfläche von 1 g derselben zu etwa 8 qdm, diejenige der benutzten Füllungen also zu etwa 80 bzw. 160 qdm. Durch die Anwesenheit der Glaswolle wird das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen des 100 ccm fassenden und $2^1/_2$ cm weiten Gefäßes gleich demjenigen in einer Kapillarröhre von 0,5 bzw. 0,25 mm Durchmesser. — Verzögerungen im Druckausgleich zufolge Anwesenheit der Glaswolle wurden nicht beobachtet.

Die Versuche mit dem geringeren Quantum Glaswolle sind als orientierende zu betrachten, und darum hier nicht näher diskutiert.

Bei den endgültigen Versuchen, bei welchen 20 g Glaswolle verwendet wurden, wurde der Anfangsdruck von der Nullage des Manometers ausgehend direkt bestimmt; die Nullage ihrerseits wurde gefunden, indem die eine Kammer des Manometers konstant auf einem sehr niedrigen Druck blieb, während man die andere, mit dem Kompressionsapparat verbundene, mittels Holzkohle in flüssiger Luft scharf evakuierte, wobei die Güte des Vakuums durch Kompression auf halbes Volumen kontrolliert wurde.

Die Versuche ohne Glaswolle werden durch Wiedergabe des folgenden Beispiels dargestellt:

p	v	pv
0,068 mm	804,2 ccm	54,9
0,145 „	382,2 „	55,5
0,310 „	179,8 „	55,8
0,726 „	77,0 „	55,9

Demgegenüber ist bei dem folgenden Versuch mit Glaswolle die von Baly und Ramsay beobachtete scheinbare Abweichung vom Mariotteschen Gesetze ganz augenfällig.

1) l. c. S. 215.

p	v	pv
0,152 mm	899,2 ccm	136,6
0,704 „	172,0 „	121,1

p	v	pv
0,159 mm	899,2 ccm	142,8
0,277 „	477,2 „	132,2
0,457 „	274,8 „	125,5
0,708 „	172,0 „	121,7

Die Abweichung verschwindet aber mehr und mehr, je weiter die Austrocknung des Apparates fortschreitet. Nach zwei Tagen, während welcher Zeit das Glaswollegefäß mit einem Trockengefäß (Phosphorpentoxyd) zeitweilig im hohen Vakuum in Kommunikation gewesen war, wurde beobachtet:

p	v	pv
0,158 mm	899,2 ccm	141,9
0,296 „	477,2 „	141,1
0,511 „	274,8 „	140,5
0,812 „	172,0 „	139,6

Dagegen konnten durch Einbringen von Wasserdampf[1]) in das ganze System die Verhältnisse sofort wieder erheblich verschlechtert werden, wie folgende Reihe zeigt:

p	v	pv
0,173 mm	899,2 ccm	155,5
0,377 „	172,0 „	64,9

Durch kurzes Trocknen im Vakuum (etwa 10 Minuten) konnte bereits eine erhebliche Verbesserung erzielt werden.

p	v	pv
0,172 mm	899,2 ccm	155,0
0,811 „	172,0 „	139,5

Länger, etwa 24 Stunden fortgesetztes Trocknen im Vakuum ergab einen ähnlichen Zustand wie vor Einbringen von Wasserdampf:

p	v	pv
0,169 mm	899,2 ccm	152,0
0,320 „	477,2 „	152,9
0,553 „	274,8 „	151,9
0,880 „	172,0 „	151,4

Die vorstehend mitgeteilten Beobachtungsergebnisse berechtigen zu der Annahme, daß die scheinbaren Abweichungen der Luft vom Mariotteschen Gesetz auf der Bildung einer Wasserhaut auf den Oberflächen im Innern der Kompressionsgefäße beruhen, nach deren Entfernung sie verschwinden.

1) Wasser konnte aus einem zu diesem Zweck angeschlossenen Röhrchen bis zu dem der Zimmertemperatur entsprechenden Sättigungsdruck in das Vakuum des Apparates hinein verdampfen.

Dieser Schluß legt die Vermutung nahe, daß die Brauchbarkeit des McLeodschen Vakuummeters in hohem Grade durch die Anwesenheit von Feuchtigkeit bzw. einer Wasserhaut beeinträchtigt wird.

Um dies zu untersuchen, wurde ein Mc Leodsches Manometer aus Thüringer Glas an das Kompressionsgefäß angeschlossen. Der Rezipient desselben faßte etwa 100 ccm; die Kapillare hatte bei einer Länge von etwa 40 cm etwa 0,6 mm Durchmesser. Dieselbe Weite hatte das zur Ablesung benutzte Steigrohr. Das McLeodsche Manometer wurde vor seiner Aufstellung sorgfältig mit konzentrierter Salpetersäure und destilliertem Wasser gereinigt.

In den folgenden Zusammenstellungen der wesentlichen Beobachtungsergebnisse bezeichnet p den Druck, unter dem die Luft in der Kapillare des McLeodschen Manometers steht, v das zugehörige Volumen, P den hieraus in der üblichen Weise abgeleiteten Druckwert, endlich $\mathfrak{P}$ den aus den Angaben des Rayleighschen Manometers durch Kompression auf die Hälfte des Volumens berechneten absoluten Druck.

1. Die erste Versuchsreihe, bei welcher das Vakuum durch Kohle in flüssiger Luft schnell hergestellt war, ergab folgendes Resultat:

$\mathfrak{P} = 0{,}011$ mm.

p	v	pv	P
9,3 mm	67,4 cmm	626	0,007 mm
14,0 „	38,8 „	543	0,006 „
27,4 „	17,7 „	484	0,005 „
80,7 „	5,3 „	425	0,004 „

Es zeigt sich hier nicht nur der erwartete Unterschied zwischen den Angaben des Rayleighschen und des McLeodschen Manometers, sondern auch, daß das McLeodsche Manometer je nach der Stelle der Ablesung nur $^2/_3$ bis $^1/_3$ des wahren Druckes ergibt. Hierin trat eine Änderung ein, nachdem der Apparat bis zum nächsten Tage im Vakuum mit Phosphorpentoxyd in Verbindung gestanden hatte.

$\mathfrak{P} = 0{,}011$ mm.

p	v	pv	P
14,7 mm	66,2 cmm	973	0,010 mm
25,8 „	40,0 „	1033	0,011 „
45,4 „	22,9 „	1038	0,011 „
102,7 „	10,5 „	1077	0,011 „
76,5 „	14,2 „	1086	0,011 „
33,0 „	32,5 „	1072	0,011 „
15,6 „	67,8 „	1057	0,011 „

2. Die folgende Serie gibt Resultate wieder, wie sie erhalten wurden, wenn man den Apparat 20 Stunden lang mit Wasserdampf von etwa 10 mm Druck hatte stehen lassen und dann kurze Zeit mit Zimmerluft von Atmo-

sphärendruck gefüllt und 10 Minuten lang mit einer Gaedepumpe evakuiert hatte.

𝔓 = 0,010 mm.

p	v	pv	P
3,0 mm	74,0 cmm	222	$0,002_3$ mm
5,7 „	38,3 „	218	$0,002_3$ „
12,2 „	17,7 „	216	$0,002_2$ „
80,6 „	2,2 „	181	$0,001_9$ „
36,0 „	6,0 „	214	$0,002_2$ „
4,7 „	31,9 „	150	$0,001_6$ „
4,6 „	50,8 „	234	$0,002_4$ „
3,3 „	73,3 „	242	$0,002_5$ „

Hier gibt das McLeodsche Manometer in allen Einstellungen innerhalb 0,001 mm den gleichen Druck, der aber tatsächlich nur $^1/_5$ des wahren Wertes ist. Nach halbstündigem Stehen des Apparates, ohne Verbindung mit einem Trockenmittel, war nicht nur die Übereinstimmung der Einzeleinstellungen des McLeodschen Manometers verschwunden, sondern auch die Abweichung seiner Angaben vom wahren Druckwert, welcher infolge Gasabgabe von den Wänden höher als zuvor ist, für die stärkeren Kompressionen noch gewachsen.

𝔓 = 0,024 mm.

p	v	pv	P
12,5 mm	72,8 cmm	909	0,010 mm
15,7 „	43,1 „	676	0,007 „
25,9 „	15,9 „	411	0,004 „
76,0 „	3,3 „	252	0,003 „
57,0 „	4,7 „	269	0,003 „
16,0 „	30,4 „	487	0,005 „
10,5 „	50,9 „	532	0,006 „
12,5 „	69,3 „	867	0,009 „

Durch weiteres (halbstündiges Pumpen) und darauf folgendes Einlassen von trockener Luft zeigte sich bei einem Druck von 0,023 mm kein Unterschied mehr zwischen den Angaben des Rayleighschen und des McLeodschen Manometers in seinen verschiedenen Einstellungen. Ein ähnliches Resultat wurde durch bloße halbstündige Verbindung des Apparates mit dem unter gleichem Druck stehenden Trockenmittel erzielt.

3. Bei einer weiteren Reihe war der getrocknete Apparat mit atmosphärischer Luft gefüllt und nach Ablauf von 20 Stunden während 8 Minuten mit der Gaedepumpe evakuiert.

𝔓 = 0,017 mm.

p	v	pv	P
20,4 mm	70,2 cmm	1432	0,015 mm
106,2 „	12,4 „	1315	0,014 „
89,9 „	14,7 „	1320	0,014 „
21,7 „	70,3 „	1525	0,016 „

Es zeigte sich also auch hier ein deutlicher Unterschied zwischen 𝔓 und P, sowie der Werte von pv untereinander, Unterschiede, die nach einer halben Stunde, während welcher der Apparat unter Abschluß vom Trockenmittel sich selbst überlassen blieb, noch erheblich gewachsen waren.

𝔓 = 0,042 mm.

p	v	pv	P
29,1 mm	69,8 cmm	2031	0,021 mm
103,1 „	14,3 „	1479	0,015 „
99,1 „	14,9 „	1482	0,015 „
23,8 „	70,9 „	1687	0,018 „

Nach halbstündiger Verbindung mit dem Trockenmittel waren dann diese Unterschiede wieder verschwunden.

Die vorstehenden Untersuchungen ergeben, daß das McLeodsche Manometer sehr wohl zur exakten Messung kleiner Drucke in atmosphärischer Luft zu brauchen ist, nur muß sorgfältig alle Feuchtigkeit aus der Luft und von den Glaswänden entfernt werden. Bei einem Manometer aus Thüringer Glas mit 0,6 mm weiten Kapillaren, welches vor Inbetriebsetzung und vor Zuschmelzen der Kapillare sorgfältig mit konzentrierter Salpetersäure und destilliertem Wasser gereinigt ist, genügt hierfür eine halbstündige Verbindung mit Phosphorpentoxyd unter niedrigem Druck. Es genügt aber nicht, bei Anwendung schnell wirkender Pumpen die Verbindung mit dem Trockenmittel nur während der Zeit des Pumpens. Druckmessungen, welche 10 Minuten nach Inbetriebsetzung einer solchen Pumpe mit dem McLeodschen Manometer vorgenommen werden, führen notwendigerweise zu falschen Druckwerten, die um so unrichtiger sind, je höher die Kompression der Luft bei der Messung getrieben wird.

Diese Resultate gelten zunächst nur innerhalb des benutzten Druckintervalls abwärts bis 0,01 mm *Hg*. Unterhalb 0,01 mm lassen sich die Drucke mit dem Rayleighschen Manometer nicht mehr mit der genügenden Genauigkeit messen, doch sind Versuche im Gange, um mit Benutzung eines empfindlicheren Manometers die hier behandelten Fragen auch in niedrigeren Druckbereichen zu studieren.

Charlottenburg, den 27. Juli 1908.

(Eingegangen 1. Oktober 1908.)

Diskussion.

Kayser: Ich wollte nur daran erinnern, daß die gleiche Erscheinung vor langer Zeit ziemlich intensiv zur Sprache gekommen ist, bei einem Streite, den ich mit Bunsen hatte. Ich hatte Versuche über die Größe der Adsorption von CO_2 an Glas angestellt und gefunden, daß die adsorbierte Menge mit steigendem Druck zunimmt und steigender Temperatur abnimmt. Bunsen fand im Gegenteil, daß die adsorbierte Gasmenge mit steigen-

dem Druck abnimmt und mit steigender Temperatur zunimmt. Als er das publizierte, warf er zugleich seinen Vorgängern vor, sie hätten nicht sorgfältig beobachtet. Dagegen wehrte ich mich, und es stellte sich heraus, daß er seine Glasröhre nicht genügend getrocknet hatte. Die Wasserhaut auf dem Glase kondensierte die CO_2, die nun das Glas chemisch angriff; Bunsen hatte das Resultat dieser chemischen Prozesse beobachtet, die mit der Temperatur zunahmen. Es sind das Versuche, die mit dem Resultat des Herrn Vortragenden übereinstimmen und zeigen, daß man den Einfluß des Wasserdampfes kaum beseitigen kann. Bunsen hat versucht, seine Röhre zu trocknen, indem er sie 24 Stunden lang auf 300—400^0 erhitzte, und er hat gefunden, daß sie auch dann immer noch nicht ganz trocken war.

Meyer-(Köln): Ich habe selbst bei hohem Vakuum Messungen mit einem Vakuummeter angestellt, und habe einige Unrichtigkeiten beobachtet, die dadurch verursacht sind, daß Wärme entstanden ist. Die Wärme dehnt doch das Gas aus und bringt es unter höheren Druck. Sind Ihnen bei Ihren Messungen auch solche Erscheinungen aufgefallen und berücksichtigt worden?

Heuse: Nein.

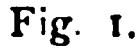
W. König (Gießen), Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen.

Auf der vorjährigen Naturforscher-Versammlung hat uns Herr Wiener[1]) in Leipzig ganz langsame elektrische Schwingungen vorgeführt, die in einem Schwingungskreis von sehr großer Selbstinduktion und großer Kapazität erzeugt wurden. Da mir im Gießener Institut auch ein großer Transformator mit einer Sekundärspule von etwa 1100 Henry zur Verfügung steht, so habe ich die Versuche nachgemacht, habe mich aber anderer Mittel zur Demonstration der Schwingungen bedient und möchte mir erlauben, darüber eine kurze Mitteilung zu machen. — Man kann die Erscheinungen sehr einfach und bequem mit der Braunschen Röhre demonstrieren, wie sie Herr Richarz zuerst für die Demonstration elektrischer Schwingungen angewandt hat[1]); nur bedarf man bei der Langsamkeit des Vorganges keiner Zerlegung mit dem rotierenden Spiegel. Benutzt man eine Röhre in der von Wehnelt[2]) angegebenen Form mit eingebautem Kondensator, so kann man sowohl die Potentialschwingung wie die Stromschwingung damit demonstrieren. Wird der Röhrenkondensator an die beiden Seiten der Kapazität direkt angeschlossen, so bedarf es nur einer Erregung der Schwingungen von passender Stärke, um den Fluoreszenzfleck in Richtung der elektrischen Kraftlinien langsam hin und her pendeln zu sehen. Die Erregung geschah durch Unterbrechung eines Stromes von passender Stärke im primären Kreise des Transformators. Die Empfindlichkeit der Röhre war derart, daß eine Spannungsdifferenz von 145 Volt an den Platten des Kondensators eine Ablenkung des Fleckes um 4,2 mm bewirkte.

1) O. Wiener, diese Zeitschr. 8, 752—755, 1907; Ber. der D. Phys. Ges. 5, 470—477, 1907.

1) F. Richarz, Ann. d. Phys. (4), 1, 468—473, 1900.
2) A. Wehnelt, Ber. der D. Phys. Ges. 1, 29, 1903.




Fig. 1.

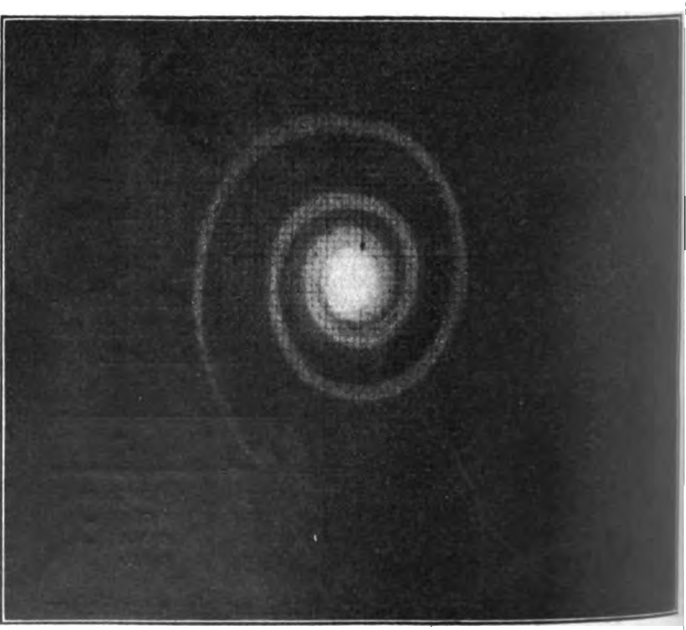


Fig. 2.

Um die Stromschwingung durch die magnetische Ablenkung des Fleckes zu demonstrieren, bedarf es bei der geringen Stärke dieser Ladungsströme eines ablenkenden Magneten von hoher Windungszahl. Am einfachsten benutzt man dazu einen kleinen Induktionsapparat von 8 bis 10 cm Schlagweite, dessen Sekundärspule man zwischen die Kapazität und die Selbstinduktion in den Schwingungskreis einschaltet. Später habe ich mich eines Hufeisenmagnets bedient, dessen Schenkel von dünndrähtigen Wickelungen in vielen Lagen umgeben waren und zwischen dessen Polen die Röhre lag. Hier wurden 4 mm Ablenkung des Fleckes durch eine Stromstärke von 0,0006 Amp. erzeugt. Diese Empfindlichkeit konnte durch Nebenschlüsse zu dem Magneten in bequemer Weise herabgesetzt und reguliert werden. — Das Interesse der ganzen Versuchsanordnung liegt nun wesentlich darin, daß sich der Versuch mit gleichzeitiger gekreuzter Ausführung der beiden Ablenkungen, den Herr Wiener in seiner Mitteilung bereits andeutet[1]), hier sehr einfach und sehr anschaulich ausführen läßt. Werden die elektrische und die magnetische Ablenkung senkrecht zueinander gerichtet und gleichzeitig erregt, so beschreibt der Fleck eine je nach der Dämpfung mehr oder weniger steile Spirale. Da diese bei wiederholten Unterbrechungen unter sonst unveränderten Versuchsbedingungen immer die gleiche Lage innehat, so läßt sie sich durch eine geeignete Anzahl wiederholter Expositionen gut photographieren. In dieser Form kann ich Ihnen das Resultat dieser Versuche vorführen. Fig. 1 zeigt eine derartige Spirale, allerdings bei starker Dämpfung. Auch die schnelleren Schwingungen, wie sie in den Sekundärspulen von Induktorien bei angehängten Kapazitäten entstehen, geben Spiralen, die trotz der kürzeren Dauer der Lichterscheinung doch, wenigstens aus der Nähe betrachtet, sehr deutlich sichtbar sind und sich natürlich ebensogut photographieren lassen. Fig. 2 zeigt eine Spirale, die in einem solchen Falle erhalten wurde.

(Eingegangen 6. Oktober 1908.)

Diskussion.

Schaefer: Ich möchte fragen, ob man in der Spirale nicht eine sehr genaue Methode zur Messung der Dämpfung hat.

König: Natürlich, ja. Aber für die Dämpfung ist es bequemer, wenn man nicht die Spirale, sondern die einzelne Komponente, die elektrische oder die magnetische aufnimmt, da sich die Umkehrpunkte dabei sehr deutlich markieren.

1) Diese Zeitschr. 8, 754, 1907.

A. Korn (München), Neue Resultate der Telautographie.

Meine Herren! Die Telautographie beschäftigt sich mit dem einfachsten Problem der Bildtelegraphie; bei ihr handelt es sich nicht darum, getönte Elemente eines Bildes, z. B. einer Photographie mit Hilfe quantitativ abgestufter Ströme in die Ferne zu senden, wie es für die Phototelegraphie nötig ist, sondern es handelt sich bei ihr um die Übertragung von Strichzeichnungen, Handschriften und dergleichen. In meinem heutigen Referate will ich kurz einen historischen Überblick über die Versuche zur Lösung des Problems der Telautographie geben, dann etwas näher auf meine telautographischen Apparate eingehen, welche eine Ergänzung der phototelegraphischen Apparate bilden und bereits in der allernächsten Zeit zwischen den bereits bestehenden Stationen für Bildtelegraphie praktisch arbeiten werden; ich kann Ihnen hier einige der neuesten Resultate zeigen, und am Schluß will ich ein wenig auf die mannigfachen Verwendungsmöglichkeiten der Telautographie hinweisen.

Wir haben zwei verschiedene Methoden der Telautographie zu unterscheiden, die Methode des Kopiertelegraphen und die des Fernschreibers; beide Prinzipien, die wir sogleich besprechen werden, wurden schon gegen Mitte des vorigen Jahrhunderts aufgefunden; nach den ersten erfolgreichen Erfindern werden die Kopiertelegraphen auch Telautographen Bakewellscher Art, die Fernschreiber Telautographen



Fig. 1.

Grayscher Art genannt. Der Empfänger der Kopiertelegraphen oder Telautographen Bakewellscher Art ist ungefähr so, wie er jetzt bei der Phototelegraphie angewandt wird; denken wir uns — ich zeige zur Erläuterung eine Fernphotographie — einen Schreibstift auf einem weißen Blatt Papier parallele Linien ziehen, eine Linie nahe der anderen, so können wir uns leicht denken, daß der Schreibstift von Telegraphierströmen magnetisch beeinflußt auf dem weißen Papier Eindrücke macht oder nicht, je nachdem ein Strom vom Geber abgesandt wird oder nicht; im Geber wird gleichfalls ein Metallstift in eng aneinander liegenden parallelen Linien über die Zeichnung, die Handschrift, hinwegfahren, und jedesmal, wenn der Stift über einen Zug der Zeichnung hinweggeht, wird ein Strom zum Empfänger gesandt, oder umgekehrt; wenn beide Stifte im Geber und Empfänger völlig synchron wandern, wird dann im Empfänger die Zeichnung bezw. die Handschrift wiederhergestellt werden, mit um so mehr Genauigkeit, je enger die Zeilen aneinander liegen. Der Schreibstift im Empfänger kann dabei elektromagnetisch betätigt werden, oder von einer Metallspitze fließt der Telegraphierstrom auf ein geeignet präpariertes Papier, das sich an der Stelle, wo der Strom eintritt, färbt oder entfärbt, oder schließlich der Schreibstift wird durch einen Lichtstrahl ersetzt, der auf einem lichtempfindlichen Papier oder Film photographische Eindrücke macht.

Der erste derartige Kopiertelegraph wurde 1847 von dem Engländer Bakewell ausgeführt; es wurden schon in diesem Jahre von Bakewell befriedigende Versuche zwischen London und einer wenn auch nicht sehr weit entfernten Station gemacht; ich zeige hier den Bakewellschen Geber, wie er für die meisten Apparate dieser Art vorbildlich geworden ist. Es wird die Zeichnung oder die Handschrift, um deren Übertragung es sich handelt, mit nicht leitender Tinte auf eine Metallfolie, z. B. Stanniolpapier, aufgetragen und um den Zylinder C gewickelt, der drehbar eingerichtet ist. Auf dem Zylinder schleift die Metallspitze r, welche sich, ähnlich dem Stichel eines Phonographen, mit Hilfe einer sich auf der Schraube s bewegenden Mutter q nach jeder Umdrehung des Zylinders ein klein wenig in der Richtung der Zylinderachse verschoben hat. Die Metallspitze tastet so in einer feinen Spirallinie in eng aneinander liegenden Zeilen die Metallfolie auf dem Zylinder C ab, und wenn wir einen Strom durch die Spitze r, die von ihrer metallischen Führung isoliert zu denken ist, durch die Metallfolie, einen mit der Folie verbundenen Kontakt M und die Telegraphenlinie L zu einem entfernten Empfänger leiten, so wird dieser Strom jedesmal unterbrochen, wenn die Spitze gerade auf die nichtleitende Zeichnung bezw. Handschrift trifft. Im Empfänger war eine einigermaßen analoge Einrichtung getroffen: Ein geeignet präpariertes Empfangspapier wird auf den Empfangszylinder C gewickelt, der sich synchron mit dem Gebezylinder bewegt, und es schleift wieder eine Metallspitze r auf dem Empfangszylinder, der sich nach jeder Umdrehung ein klein wenig in der Richtung der Achse des Zylinders verschoben hat; der Strom wird aus der Linie in einen mit dem getränkten Papier verbundenen Kontakt M gesandt, geht durch das Papier, die Metallspitze zur Erde; jedesmal, wenn ein Strom vom Geber durch die Linie anlangt, färbt sich das auf C aufgewickelte Papier an der Spitze r blau; man erhält auf diese Weise die Zeichnung des Gebers weiß auf blauem Grunde, es ist natürlich leicht auch das Umgekehrte zu erreichen. Die Synchronismuseinrichtung für den Gleichlauf der beiden Zylinder im Geber und Empfänger machte natürlich damals sehr große Schwierigkeiten, ich will auf diese Frage zunächst nicht eingehen.

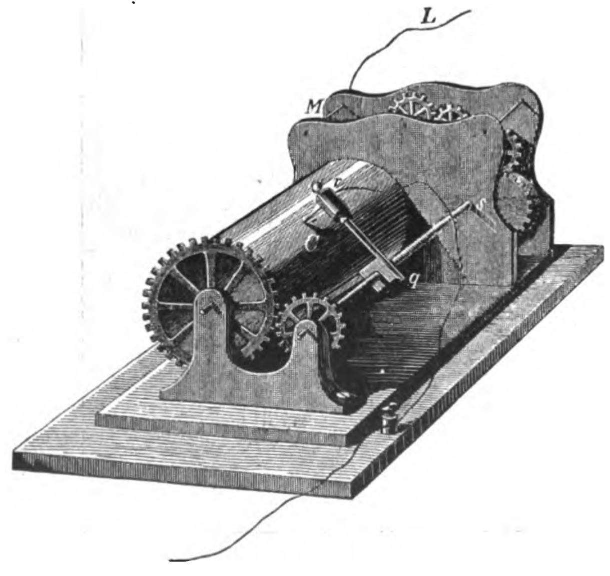


Fig. 2.

Einen gewissen Anteil an der Bakewellschen Grundidee hat der Engländer Bain, der schon im Jahre 1843 vorschlug, Metalltypen auf eine ähnliche Weise telegraphisch zu kopieren, indem man eine Anzahl Metallspitzen über die Typen laufen läßt, von den Spitzen durch getrennte Leitungen Ströme zu einem entsprechenden Metallkamme im Empfänger sendet, der in gleicher Weise über chemisch präpariertes Papier hinweggleitet, es wird ferner auch berichtet, daß Wheatstone im Jahre 1845 den Entwurf eines Kopiertelegraphen fertig hatte, doch muß trotz alledem Bakewell das Verdienst zugesprochen werden, den ersten

brauchbaren Kopiertelegraphen konstruiert zu haben.

Auf die weitere Entwicklung der Bakewellschen Kopiertelegraphen werde ich später eingehen und nun auch sogleich das Prinzip der zweiten Art der Telautographie besprechen, der Fernschreiber oder der Telautographen Grayscher Art. Bei den Telautographen dieser Art schreibt man an der Gebestation mit einem Griffel, die Bewegung des Griffels wird in zwei Komponenten zerlegt, deren Quantitäten als elektrische Ströme durch zwei getrennte Leitungen — gelegentlich auch durch eine einzige Leitung — zum Empfangsorte gesandt werden; am Empfangsorte werden die beiden Ströme in Komponenten mechanischer Bewegung verwandelt, deren Resultante mit der Bewegung des Griffels im Geber übereinstimmt, und auf diese Weise wird die Zeichnung bezw. Schrift auf der Empfangsstation reproduziert. Die erste Idee eines solchen Fernschreibers wurde wohl, wenn mir in bezug auf diese Frage keine frühere Arbeit entgangen ist, von dem Engländer Jones 1855 in einem provisorischen Patente niedergelegt. Der Gebergriffel sollte an zwei zueinander senkrechten Zahnstangen ziehen, welche je nach der Größe der Bewegungskomponenten des Griffels je ein Zahnrad um mehr oder wenige Zähne drehen sollten. Je nach der Anzahl der Zähne sollten durch zwei getrennte Leitungen Strompulsationen (Stromunterbrechungen und Stromschlüsse) von größerer oder kleinerer Wechselzahl entsandt werden. Zwei Relaismagnete im Empfänger, welche durch die beiden Leitungen betätigt werden können, bringen wieder die entsprechenden Bewegungen zwei zueinander senkrechter Zahnstangen zustande, an deren Vereinigungspunkt der Empfangsgriffel sitzt und eine resultierende, mit der Bewegung des Gebergriffels identische Bewegung ausführt. Der Empfangsgriffel wirkt entweder mechanisch, ein Stift oder eine Füllfeder, die auf weißem Papier zeichnet, oder elektrochemisch, indem ein elektrischer Strom durch den Stift ein chemisch geeignet präpariertes Papier färbt oder entfärbt. Dieses Prinzip des Fernschreibers wurde in der Folge in mannigfacher Weise modifiziert; an Stelle der Strompulsationen wurden durch die beiden Linien abgestufte Ströme gesandt, deren Intensitäten den beiden Bewegungskomponenten im Geber entsprachen, es wurden Einrichtungen getroffen, derart, daß ein Abheben des Geberstiftes auch automatisch das Abheben des Empfangsstiftes auslöste. Nach der ersten erfolgreichen Ausführung solcher Fernschreiber durch Robertson (von 1875 ab) wurden besonders bemerkenswerte Erfolge mit dem Fernschreiber von Elisha Gray erzielt (von 1885 ab); nach diesem Erfinder werden die Fernschreiber dieser Art als Graysche Telautographen bezeichnet, von der Art der Grayschen Telautographen ist unter den neuesten Ausführungen auch der Faksimiletelegraph von Cerebotani, der auch schon auf größere Entfernungen, z. B. auf der Linie Berlin-München, bemerkenswerte Resultate erzielt hat.

Eine besonders wichtige Modifikation der Grayschen Fernschreiber wurde durch die Einführung eines photographischen Empfängers in dem Fernschreiber von Gruhn-Grzanna ausgeführt; der Geber ist in seiner Konstruktion ganz ähnlich, wie bei früheren Konstruktionen Grayscher Art, im Empfänger ist aber der Schreibstift durch einen Lichtstrahl ersetzt, welcher den Schreibzügen des Gebergriffels entsprechende photographische Eindrücke auf einem sensiblen Papier oder Film hervorbringt; ein Lichtstrahl wird von einer Glühlampe auf einen kleinen Spiegel, von diesem auf einen zweiten Spiegel geworfen, von diesem schließlich auf das photographische Papier reflektiert. Die beiden kleinen Spiegel werden durch zwei Magnete den Bewegungskomponenten des Gebergriffels entsprechend gedreht, bezw. um zwei zueinander senkrechte Achsen, indem die den Bewegungskomponenten des Sendergriffels in ihren Abstufungen entsprechenden, durch zwei Leitungen zum Empfänger geführten Telegraphierströme durch die Spulen der beiden Elektromagnete im Empfänger geführt werden, welche die beiden Spiegelchen drehen. Von den Telautographen Grayscher Art haben zweifellos diese photographischen Fernschreiber bisher die größten Erfolge aufzuweisen.

Wir wollen nun auch die Entwicklung der Kopiertelegraphen weiter verfolgen: Nach den Versuchen von Bakewell und Bain, der bald nach Bakewell auch Handschriften mit seinem Kopiertelegraphen übertrug, waren zunächst die französischen Apparate von Caselli und Meyer am erfolgreichsten; es wurde sogar eine Zeitlang der telautographische Verkehr zwischen Paris und einigen Stationen Frankreichs praktisch aufrecht erhalten. Alle diese Apparate waren im Prinzip von dem Bakewellschen nicht verschieden, wenn auch die Art des Synchronismus, der Aufzeichnung im Empfänger bei Caselli und Meyer schon wesentlich vollkommener war, als bei den ersten englischen Kopiertelegraphen; gleiches gilt auch von den Apparaten von Lenoir und dem Amerikaner Sawyer in den 70er Jahren und einer größeren Anzahl späterer Versuche, auf die ich hier nicht alle eingehen möchte, da ich nur die wichtigsten Etappen hervorheben will. So ist zu bemerken, daß Lenoir wohl als der erste die Aufgabe der Telautographie dahin erweitert hat, auch Autotypien, genauer gesprochen Metallklischees für Autotypien, im

Geber zu benützen und die betreffenden Bilder durch Telautographie an einem entfernten Orte zu reproduzieren. Es ist bekannt, daß man durch Kopieren einer Photographie mit Hilfe eines Glasrasters ein Klischee erhalten kann, bei dem die Tönung im wesentlichen dadurch zum Ausdruck kommt, daß geschwärzte Elemente des Bildes sich mit mehr oder weniger hellem Zwischenraum aneinander legen, während in der Stärke der Schwärzung selbst kaum Unterschiede bestehen. Wenn man ein solches Klischee auf einer Metallfolie anfertigt und dafür sorgt, daß die geschwärzten Stellen nicht leitend, die hellen Zwischenräume metallisch blank sind, so wird es offenbar möglich sein, ein solches Bild telautographisch zu reproduzieren, es besteht somit die wichtige Möglichkeit, die Telautographie auch zur Fernphotographie getönter Bilder zu verwenden. Es mag aber sogleich hervorgehoben werden, weshalb diese Erweiterung der Telautographie besonders schwierig ist. Solange es sich um die Übertragung von Handschriften und Zeichnungen handelt, ist nur notwendig, daß der Empfänger jedesmal anspricht, wenn der Senderstift über eine nichtleitende Stelle des Geberbildes gleitet; die mechanischen Relais in den bisherigen Empfangsapparaten, welche auf die Linienströme ansprachen und erst stärkere Ströme zur Aufzeichnung der Schriftzüge im Empfänger auslösten, konnten bis zu 100 und sogar 200 Zeichen in der Sekunde forciert werden, und dieser Zahl entsprach dann eine bestimmte Übertragungsgeschwindigkeit der telautographischen Botschaften, die noch gerade an der Grenze des praktisch Möglichen (etwa 500 geschriebene Worte in der Stunde) liegt; es kam dabei nicht sehr darauf an, ob die Schriftzüge oder Zeichnungen mit der wirklichen Stärke der Originalschreibzüge wiedergegeben wurden, wenn nur ganz allgemein etwa ein feiner Strich auch nicht zu dick, ein dicker Strich nicht zu fein produziert wurde. Für die Telegraphie der Autotypien liegt die Sache etwas anders; hier sollen die dunklen Stellen in ihren Ausdehnungen möglichst genau wiedergegeben werden, und da genügt es nicht, daß die Relais in den Empfängern nur z. B. 200 mal in der Sekunde ansprechen, wenn der Geberstift 200 mal über nicht leitende Stellen weggleitet, sondern jede dieser Stellen soll in ihrer richtigen Ausdehnung wiedergegeben werden, d. h. die Relais müssen in ihren 200 Wechseln per Sekunde noch eine Bedingung erfüllen, den Zeiten nach richtig sich nach der einen bezw. anderen Seite hin umlegen. Wenn man sich mit einer verhältnismäßig rohen Annäherung begnügt, stellt man damit an die Relais schon eine fünfmal höhere Anforderung, als früher, und das konnten die bisherigen mechanischen Relais nicht leisten. Entweder mußte man daher wesentlich langsamer arbeiten, und dann überschritten die Übertragungszeiten von Autotypien die praktisch zulässigen Maße, oder man mußte sich eben mit der Übertragung von Strichzeichnungen begnügen, und das letztere geschah denn auch, auf die Übertragung von Autotypien mußte man verzichten, solange man mit mechanischem Relais im Empfänger arbeitete.

Die soeben angestellte Betrachtung weist darauf hin, daß es ein wesentlicher Fortschritt sein muß, wenn wir im Empfänger die Linienströme nicht erst durch Relais zu verstärken brauchen, sondern, wenn es möglich ist, die Linienströme direkt zur Aufzeichnung im Empfänger zu verwenden; dazu sind offenbar empfindliche Instrumente im Empfänger nötig, und diese sind erst in der allerjüngsten Zeit parat geworden. Ich meine hiermit in erster Linie das Saitengalvanometer, den Oszillographen und die Telephonmembran, von denen ich bisher nach mannigfachen Versuchen dem ersten, dem Saitengalvanometer, den Vorzug gebe. Die Einführung des Saitengalvanometers in den Empfänger des Kopiertelegraphen — ähnlich wie ich dasselbe in den Empfänger für Phototelegraphie eingeführt habe — ist der wesentliche Fortschritt, über den ich hier zu referieren habe. Es wird am zweckmäßigsten sein, wenn ich Ihnen sogleich die Einrichtung des neuen Telautographen in einem Projektionsbilde vor Augen führe.

Der obere Teil des Bildes soll den Geber, der untere den Empfänger darstellen. Der Gebeapparat ist ganz nach dem Bakewellschen Prinzip konstruiert; die Metallfolie mit den nichtleitenden Elementen wird auf den Zylinder 4 aufgewickelt und der Zylinder durch einen Elektromotor 1 mittels eines Schneckengetriebes in Rotation versetzt; dabei schleift eine Metallspitze 9 auf der Metallfolie und verschiebt sich mit Hilfe der Mutter 8 auf der Schraube 7 während der Drehung des Zylinders in der Richtung der Zylinderachse. Denken wir uns zunächst die Batterie 14 und den Widerstand 15 fort, so fließt der Strom der Batterie 11 von dem einen Pole derselben durch die Spitze 9, die Folie auf den Zylinder, den Schleifkontakt 13 zur Erde, durch den Empfänger, die Linie 17 zum anderen Pole der Batterie 11. Der Strom wird jedesmal unterbrochen, wenn die Metallspitze 9 auf eine nichtleitende Stelle der Folie trifft. Im Empfänger rotiert der Empfangszylinder 25, auf welchen der Aufnahmefilm gewickelt wird, synchron mit dem Gebezylinder 4, mit dem einen Unterschiede, daß sich der Empfangszylinder mit Hilfe einer Schraube auf der Achse 26 bei der Rotation in derselben Weise in der Richtung der Achse verschiebt, wie die Metallspitze 9 im Geber.

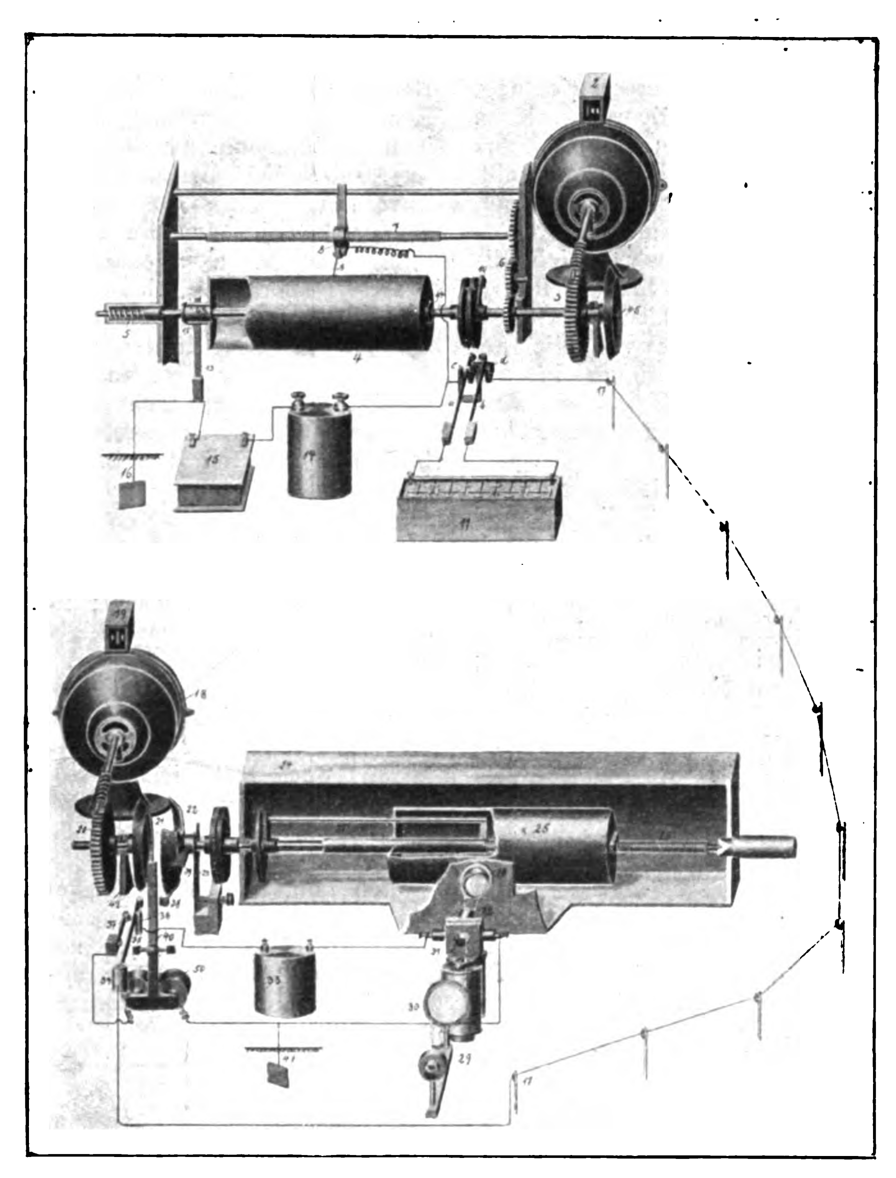


Fig. 3.

Die Nernstlampe 29 belichtet mit Hilfe eines Linsensystems immer ein Element des Empfangsfilms, welches dem Elemente der Geberfolie entspricht, auf dem gerade die Metallspitze 9 gleitet, es ist aber dafür gesorgt, daß das Licht jedesmal abgefangen wird und somit nicht auf den Empfangsfilm trifft, wenn der Linienstrom unterbrochen ist. Zu diesem Zwecke wird der Linienstrom durch ein Saitengalvanometer 31 geschickt, welches dieselbe Form hat, wie die Empfangssaitengalvanometer in meinem System der Phototelegraphie; es besteht aus zwei dünnen Metallfäden, die zwischen den Polen eines kräftigen Elektromagneten gespannt sind, und auf deren Mitte ein winziges Aluminiumblättchen aufgeklebt ist. Das Licht der Nernstlampe wird auf das Blättchen konzentriert und durch eine zweite Linse 32 der Schatten des Blättchens auf die Öffnung des Empfangskastens geworfen; wenn der Linienstrom unterbrochen ist, verdeckt der Schatten des Aluminiumblättchens die Öffnung des Empfangskastens, und es fällt kein Licht auf den Empfangsfilm; wenn dagegen ein Strom vom Geber durch die Galvanometerfäden geht, wird das Blättchen abgelenkt, und das Licht der Nernstlampe fällt nunmehr durch eine Linse 28 und eine winzige Blende auf ein Element des Empfangsfilms. Es braucht nun nur die Bedingung des Synchronismus zwischen Geber und Empfänger erfüllt zu sein, und die Zeichnung, Handschrift usw. wird auf dem Empfangsfilm richtig reproduziert werden. Anstatt Strompulsationen eines Sinnes durch die Leitung

gehen zu lassen, empfiehlt es sich für die Telautographie stets, und zwar nicht bloß bei der hier gebrauchten Saitengalvanometereinrichtung, Strompulsationen von wechselndem Vorzeichen durch das Empfangsinstrument zu senden, so daß dieses ein Strom in dem einen Sinne durchfließt, wenn die Metallspitze im Geber auf einer nichtleitenden Stelle sich befindet, und ein Strom in entgegengesetztem Sinne, wenn sich die Metallspitze auf einer leitenden Stelle befindet; zu diesem Zwecke sehen Sie hier die Gegenbatterien 14 und 33 eingezeichnet, die betreffende Einrichtung kann übrigens in den verschiedensten Weisen modifiziert werden. Um nun schließlich den Synchronismus zwischen Geber und Empfänger zu erzielen, verwende ich eine ähnliche Einrichtung, wie in der Phototelegraphie; jeder der beiden Zylinder wird durch je einen Motor angetrieben, der mit Hilfe eines Frequenzzeigers 2 bezw. 19 (abgestimmte Federn) und mit Hilfe von Regulierwiderständen im Nebenschluß auf eine ganz bestimmte Tourenzahl eingestellt werden kann; man läßt den Motor im Empfänger ein ganz klein wenig rascher laufen und hält den Empfangszylinder 25 nach jeder Umdrehung durch den Relaishaken 40 auf, der die Nase 38 des Kegelrades 22 erfaßt. Das mit dem Empfangszylinder starr verbundene Kegelrad 22 gleitet mit leichter Reibung auf dem von dem Motor angetriebenen Kegelrad 21, solange es nicht durch den Relaishaken 40 festgehalten wird; dieser wird nun jedesmal in dem Momente zurückgezogen, wenn der Geber eine neue Zeile beginnt; in diesem Momente betätigt der Vorstoß 10 am Geberzylinder den Umschalter *abcd*, der Strom wird gewendet, das Relais 50 in Tätigkeit gesetzt, dadurch der Relaishaken abgerissen, und so beginnt der Empfangszylinder genau in demselben Momente, wie der Gebezylinder, eine neue Zeile. Damit in dem Momente des Synchronismusstoßes der Strom nicht durch das Galvanometer, sondern durch das Synchronismusrelais geht, wird am Schlusse jeder Zeile im Empfänger das Galvanometer selbsttätig durch den Umschalter 35, 36, 37 ausgeschaltet.

Der Vorteil des Saitengalvanometers im Empfänger besteht darin, daß man zur Aufzeichnung im Empfänger kein weiteres mechanisches Relais braucht, sondern die Ausschläge des sehr rasch folgenden Saiteninstrumentes zeichnen selbst optisch auf dem Empfangsfilm; bei sehr guter Optik wird es zweifellos möglich sein, in der Telautographie das Instrument mit zwei Fäden zu verlassen und mit nur einem Faden zu arbeiten, was zweifellos wieder einen großen Fortschritt darstellen wird. Ich möchte nicht unterlassen, zu bemerken, daß man an Stelle des Saitengalvanometers auch einen Oszillographen verwenden kann, dessen Spiegelchen das Licht einer Nernstlampe oder einer Bogenlampe, wenn nötig, durch eine winzige Blende auf den Empfangsfilm wirft oder nicht, je nach der Richtung des Linienstromes; man kann schließlich dies auch durch eine Telephonmembran besorgen lassen, die ein winziges Spiegelchen, je nach der Richtung des Linienstromes in der einen oder anderen Richtung dreht. Bisher gebe ich, wie ich bereits früher erwähnte, dem Saitengalvanometer vor allen anderen Empfangseinrichtungen den Vorzug.

An Stelle der Erdleitung wird man zweckmäßig, wenn man nicht mit verhältnismäßig starken Strömen arbeitet, eine Doppelleitung benutzen; die bei den bisherigen Apparaten vorgesehene Geschwindigkeit ist noch nicht sehr groß, die Zeile von 10 cm in 2 Sekunden, so daß bei einem Zeilenabstande von $^1/_4$ mm ein Bild von 10 mal 10 cm 800 Sekunden, also etwa 13 Minuten braucht; für Handschriften entspricht diese Geschwindigkeit wieder etwa 500 Worten in der Stunde, in Stenographie zirka 2000 Worten in der Stunde. Die Geschwindigkeit wird sich zweifellos für Zeichnungen und Handschriften wesentlich steigern lassen, doch habe ich diese Geschwindigkeit zunächst in der Absicht beibehalten, auch Autotypien mit Hilfe dieses Telautographen zu übertragen.

Ich komme nun zur Besprechung der Anwendungen der Telautographie, und dabei will ich auch einige Resultate zeigen. Die erste Anwendung ist die Übertragung von Handschriften, die bei der benutzten Übertragungs-

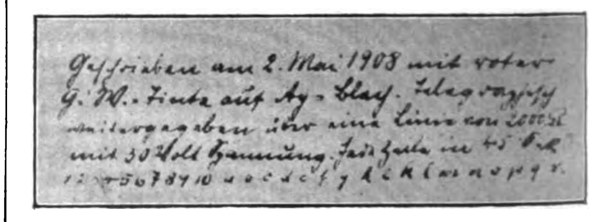


Fig. 4.

geschwindigkeit recht gut ausfallen, die Schwierigkeit der Verbreitung dieser Verwendung liegt in der Tat nicht in der Technik, sondern in der sehr schwierigen juristischen Frage, in welchen Fällen eine Telautographie gesetzlich anerkannt werden kann; es ist nicht zu leugnen, daß die Anerkennung telautographischer Unterschriften Betrügereien Tür und Tor öffnen würde, und um die Telautographie zu wirklich praktischer Verwendung zu bringen, wird die Auffindung besonderer Garantien für die Echtheit solcher Unterschriften, wie die gleichzeitige Übertragung eines Stempels einer Behörde oder dergl., nötig sein. Ich zweifle nicht, daß man

auch hier in der Zukunft einen geeigneten Ausweg finden wird.

Wir haben dann die Verwendung zur Übertragung meteorologischer Karten. Während jetzt z. B. die Seewarte in Hamburg den einzelnen meteorologischen Stationen alle Daten durch Worte übermitteln muß, worauf sich die Stationen selbst ihre Karten zurecht machen, könnte durch die Telautographie die Seewarte sogleich die ganze Karte allen Stationen telegraphisch übermitteln, wodurch ganz außerordentlich an Zeit und Mühe gespart würde.



Fig. 5.

In derselben Weise kann man natürlich auch militärische Krokis, technische Schemata und dergl. übertragen.

Hierauf folgt die Verwendung zur telegraphischen Übertragung von Handzeichnungen, eine Verwendung, welche für die illustrierten Zeitungen eine wesentliche Ergänzung zu der telegraphischen Übertragung von Photographien werden dürfte; die Telautographie hat vor der Phototelegraphie den Vorzug, wenn es sich um Wiedergabe scharfer Striche handelt, die bei der Phototelegraphie verwischt werden; die Telautographie ist für scharfe Zeichnung, die Phototelegraphie für Wiedergabe feinerer Tönungen, ohne scharfe Zeichnung.

Schließlich ist eben noch die Verwendung der Telautographie zur Übertragung von Autotypien und damit auch von Photographien zu betonen, und wenn nicht alles trügt, wird es hier bald die Telautographie mit der Phototelegraphie aufnehmen können; ich möchte Ihnen in dieser Richtung noch keine Resultate zeigen, da ich in der allernächsten Zeit hier einen noch weit größeren Fortschritt erhoffe und hier nichts Unfertiges vorführen möchte.

Ein großer Vorteil, den die Telautographie noch vor der Phototelegraphie hat, besteht darin, daß sie nicht so sehr von der Isolation der Leitung abhängig ist, wie die mit den Quantitäten der Ströme rechnende Phototelegraphie, in der man mit verhältnismäßig schwachen Strömen arbeiten muß (im Maximum etwa 1 MA). So kommt es, daß man bei mangelnder Isolation in der Fernphotographie leicht Nachbarströme in die Leitung bekommt, die das Bild zerstören; ich möchte Ihnen hier ein solches Beispiel (Fig. 7) zeigen, bei dem Baudotapparate auf einer Nachbarlinie zwischen Paris und London ein Fernbild zerstört haben, so daß man außer den Synchronismusstößen der Baudotapparate auch fast das Telegramm ablesen kann. Das korrekt übertragene Bild zeigt die Figur 8.



Fig. 6.

Ich möchte am Schluß nicht unerwähnt lassen, daß zurzeit noch von anderen telautographische Systeme ausgebaut werden, ich möchte hier im besonderen das System des Belgiers Carbonelle erwähnen, der im Empfänger mit einer Telephonmembran arbeitet,



Fig. 7.



Fig. 8.

die im Falle von Stromstößen mit Hilfe eines kleinen Stichels durch Kohlepapier Eindrücke auf weißem Papier oder direkt feine Eindrücke in einer Metallfolie macht, und schließlich auch das System des Franzosen Berjonneau, der gleichfalls mit einer Telephonmembran im Empfänger arbeitet.

Es wird zweifellos nur der Allgemeinheit von Nutzen sein, wenn immer von neuem das Problem von verschiedenen Seiten angegriffen wird, und ich glaube, daß die allernächste Zeit ziemlich große Leistungen der Telautographie bringen wird.

(Eingegangen 24. September 1908.)

E. van Everdingen (De Bilt), Über die Ermittlung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung.

Der Gegenstand dieses Vortrages gehört zu den ältesten Fragen der Meteorologie; schon bald nach Aufstellung des Buys Ballotschen Gesetzes haben Clement Ley, Loomis, Guldberg und Mohn sich damit beschäftigt, und wenn man die Zahlen sieht, welche schon in alle Lehrbücher aufgenommen sind, oder die umfangreiche Abhandlung betrachtet, welche vor fast 10 Jahren Dr. Polis in dem Archiv der deutschen Seewarte[1]) veröffentlicht hat, möchte man fragen, was jetzt noch Neues darüber zu berichten sei.

Die Beobachtungen in höheren Luftschichten haben jedoch aufs neue die Aufmerksamkeit auf diese Frage gelenkt; Åkerblom[2]) hat die Beobachtungen auf dem Eiffelturm in dieser Hinsicht mit denen von Paris und Parc St. Maur verglichen, und kurz vor der Fertigstellung meiner Arbeit ist auch eine Arbeit von Gold[3]) erschienen, welche sich mit den normalen Winden bei verschiedenen Gradienten in verschiedenen Höhen über dem Erdboden beschäftigt.

Bei dieser Sachlage scheint es mir nicht überflüssig darauf hinzuweisen, daß der am meisten üblichen Methode zur Ermittlung der Gradientenrichtung meiner Ansicht nach ein prinzipieller Fehler anhaftet. Mit wenigen Ausnahmen hat man dazu Wetterkarten benutzt, indem zu den Isobaren Normalen gefällt wurden, und diese mit den beobachteten Windrichtungen verglichen.

Nun weiß aber jedermann, der sich mit der Praxis der Wetterprognose beschäftigt hat, daß in vielen Fällen die Barometerzahlen allein nicht genügen zur richtigen Bestimmung der Isobaren; daß ein ziemlich großer Freiheitsgrad übrig

1) Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte, 1899, No. 2.
2) Nova Acta Upsala (4) **2**, No. 2, 1908.
3) Report on barometric gradient and wind force. London, 1908.

bleibt, den man nur herabsetzen kann, indem man die Windrichtungen heranzieht und aus diesen angenähert die Richtung der Isobaren, das Vorhandensein von Teilminima u. dgl. ableitet.

Wenn man also nachher den Winkel zwischen Gradient und Windrichtung wieder aus der Wetterkarte bestimmen will, ist jedenfalls die Gefahr für einen Zirkelschluß nicht zu verkennen.

Ich glaube deshalb, daß man, wo es sich um Ermittlung von Normalen handelt, auf jede Benutzung von Windbeobachtungen verzichten und nur Barometerzahlen verwenden muß. Wenn auch im einzelnen Falle die so ermittelte Gradientenrichtung etwas unrichtig herauskommen mag, wird der Fehler im Mittel doch verschwinden.

Für die Bestimmung des Gradienten aus Barometerzahlen allein kann man z. B. die Formel von Mohn benutzen; in dieser Weise wird jedoch die Rechnung ziemlich umständlich. Ich möchte deshalb auf die graphische Methode hinweisen, welche von meinem Vorgänger Prof. Wind ausgearbeitet wurde und in den Verhandlungen des Meteor. Instituts in De Bilt publiziert worden ist[1]).

Bekanntlich genügen die Barometerstände dreier Stationen um, unter Voraussetzung geradliniger Isobaren, die Gradientenrichtung zu bestimmen, und auf diesen Fall beziehen sich die graphischen Tabellen, von denen hier eine in vergrößertem Maßstabe vorgeführt ist. Für ein Stationendreieck braucht man drei Tabellen, je nachdem die erste, zweite oder dritte Station den mittleren Barometerstand aufweist. Man geht in die Tabelle ein mit den Differenzen zwischen dieser mittleren und den beiden anderen Stationen, und liest direkt Richtung und Stärke des Gradienten ab — die Richtung auf Zehntel-Kompaßstriche, die Stärke auf Zehntelmillimeter genau.

Für unsere Verhältnisse, wo die Zentralstation De Bilt von vier telegraphisch meldenden Hauptstationen umgeben ist, war es angebracht, vier Dreiecke zu benutzen, und für jedes Dreieck gesondert die Gradienten zu bestimmen. Weil der mittlere Gradient auf die tägliche Wetterkarte eingeschrieben wird, war es leicht für einige Jahre einen Vergleich zwischen Gradientenrichtung und Windrichtung in De Bilt anzustellen; der Fehler, den man durch Vernachlässigung der Krümmung der Isobaren macht, dürfte in diesem Falle äußerst gering sein, solange es sich nicht um sehr schwache Gradienten handelt.

Für eine Erweiterung dieser Untersuchung auf andere Gegenden, habe ich die Methode etwas abgeändert, indem ich nur drei Stationen für die Ermittlung des Gradienten benutzte, die Windrichtung jedoch einer vierten Station entnahm, welche im Schwerpunkte des betreffenden Dreieckes gelegen war. Auch in dieser Weise wird bei nicht zu stark gekrümmten Isobaren die Gradientenrichtung noch sehr genau ermittelt. Ich habe hier zwei Tabellen, eine für das Dreieck Vlissingen—Metz—Frankfurt und die Station Aachen, eine für Swinemünde—Magdeburg—Grünberg und die Stationen Berlin und Potsdam. Der Raum dieser Blätter, 20 × 26 cm, reicht vollständig für eine in allen praktischen Fällen genügende Genauigkeit, und die Arbeit, zur Herstellung der Tabellen verwendet, betrug jedesmal einen einzigen Tag — deswegen braucht also keiner sich den Nutzen dieser Tabellen zu versagen!

Während ich für Näheres über die Konstruktion der Tabellen auf die genannte Publikation verweise, möchte ich hier nur einzelne vorläufige Resultate nennen, welche mittels dieser Methode gewonnen wurden. Ich beschränke mich dabei auf die Fälle, wo der ermittelte Gradient über 1 mm pro 100 km war.

Gradient nach								
N	*NE*	*E*	*SE*	*S*	*SW*	*W*	*NW*	Mittel
De Bilt 1905—6.								
63°	82°	**84°**	73°	64°	62°	*59°*	63°	[69°]
Aachen 1905—6.								
56°	*50°*	64°	54°	52°	52°	**71°**	70°	[59°]
Aachen 1881—90.								
78°	70°	56°	60°	48°	*45°*	63°	**85°**	[63°]
Potsdam 1903.								
62°	58°	*50°*	**68°**	(61°)*)	62°	56°	60°	[60°]
Berlin 1905.								
65°	64°	*47°*	(56°)*)	61°	**66°**	63°	70°	[63°]

*) Zu wenig Beobachtungen.

Für De Bilt wurden die Gradienten um 7 und 9,30 Gr. Z. benutzt, und die Windrichtungen dem Anemograph entnommen; für die anderen Stationen sind nur 7 Gr. Z. Beobachtungen benutzt. Jede Beobachtung erhielt das Gewicht der zugehörigen Windgeschwindigkeit oder Windstärke, und die mittlere Richtung wurde einfach arithmetisch ermittelt; dies erscheint wenig bedenklich weil die Gradienten ursprünglich nach 16 Richtungen unterschieden wurden und deshalb die tatsächlichen mittleren Gradientenrichtungen sehr nahe diesen angenommenen Richtungen entsprachen. Nachher sind die Zahlen für den Winkel zwischen Gradient und Windrichtung auf 8 Richtungen verteilt.

Für Aachen sind auch die Resultate, welche Dr. Polis für 1881—90 aus den Hoffmeyerschen synoptischen Karten erhalten hat, zum Vergleiche herangezogen.

1) Kon. Ned. Meteor. Instituut, No. 102. Mededeelingen en Verhandelingen, No. 2.

Die Zahlen für De Bilt zeigen einen sehr regelmäßigen Charakter; sehr deutlich tritt die größere Abweichung von Gradienten bei nordöstlichen und östlichen Gradienten hervor, welche von Clement Ley zuerst hervorgehoben wurde und hier auf die geringere Reibung auf der Nordsee zurückgeführt wird; für südöstliche Gradienten findet man diese große Abweichung nur im Winter. Die hohe mittlere Abweichung, die noch höher als von Polis für den Küstenort Furnes gefunden wurde, ist wohl in erster Linie der freien Lage der Station De Bilt zuzuschreiben. Die Zahlen für die einzelnen Jahre 1905 und 1906 stimmen untereinander bis auf 3—4°; nur in einem Falle beträgt die Differenz etwa 7°.

Ganz anders gestalten sich die Zahlen für Aachen — und merkwürdigerweise ist ein ziemlich großer Unterschied vorhanden zwischen den von mir erhaltenen Resultaten für 1905—6 und den von Dr. Polis ermittelten für 1881 bis 90. Die Übereinstimmung, welche auch hier 1905 und 1906 untereinander zeigen, läßt es sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß nach unserer Methode für 1881—90 erheblich geänderte Zahlen ermittelt wären. Entweder muß also der Unterschied auf der veränderten und verbesserten Lage der Station Aachen beruhen oder es sind die Wetterkarten daran schuld, daß für gewisse Windrichtungen die Gradientenrichtung nicht richtig angenommen wurde.

Daß letzteres auch auf Mittelwerte Einfluß ausüben kann, zeigt ein Vergleich zwischen den von Gold für Berlin 1905 ermittelten Isobarenrichtungen mit den von mir aus den Barometerzahlen abgeleiteten Gradientenrichtungen. Für Juli 1905 z. B. ist der Winkelunterschied für die Isobaren 17 mal negativ und nur 10 mal positiv — die Abweichung variiert zwischen —67° und +56° — im Mittel ist die Isobarenrichtung nach meiner Rechnung um fast 4° nach links gedreht; für Januar ergibt sich im Mittel ebenfalls ein Unterschied von 4° im selben Sinne. Wenn dies für ein mittleres Resultat auch nicht allzu bedenklich erscheint, muß die Möglichkeit doch zugegeben werden, daß für spezielle Gradientenrichtungen viel stärker abweichende Resultate erhalten werden könnten.

Betrachtet man die neuen Resultate für Aachen als die richtigeren und vergleicht diese mit den Zahlen für Potsdam so sieht man, daß von einem allgemeinen Maximum der Abweichung für östliche Gradienten, wie es für De Bilt gefunden wurde, nicht mehr die Rede sein kann. Aachen hat nur für *E*, Potsdam für *SE* ein Maximum, aber Aachen für *NE*, Potsdam für *E* daneben das Hauptminimum. Es ist möglich, daß in beiden Fällen orographische Verhältnisse mitspielen — aber man muß sagen, daß jedenfalls die Allgemeingültigkeit des Clement Leyschen Satzes stark in Frage gestellt wird.

Auch weitere Einzelheiten — Unterschied zwischen Sommer und Winter, zwischen Zyklonen und Antizyklonen — müßten meiner Meinung nach aufs neue untersucht werden durch Herstellung eines umfangreichen Materials an Gradienten, nur aus Barometerständen abgeleitet.

Jedenfalls erscheint es mir wünschenswert, für mehrere Örter und längere Zeiträume nach dieser Methode den normalen Winkel zwischen Gradient und Wind und die normale Windstärke für jeden Gradienten zu bestimmen. Erst dann wird es gelingen können, die Bedeutung von abnormalen Windrichtungen oder Windstärken für die Prognose, wie dies z. B. von Guilbert behauptet wird, zu beurteilen.

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß die schnelle und genaue Ermittlung des Gradienten bei Benutzung der graphischen Tabellen auch bei der täglichen Prognose Vorteil bringen kann; besonders wenn nach dem Vorschlage der Deutschen Seewarte beschlossen wird, in den Morgendepeschen auch eine Angabe der Barometeränderung in den letzten 2 oder 3 Stdn. vor der Morgenbeobachtung aufzunehmen. Die Änderung des Zustandes in diesem kurzen Zeitraum wird durch die Änderung von Richtung und Stärke des Gradienten am klarsten dargestellt werden.

(Eingegangen 23. September 1908.)

BESPRECHUNGEN.

K. Luyken, Die absoluten erdmagnetischen Beobachtungen der Kerguelenstation. II. Teil. Sonderabdr. aus „Deutsche Südpolarexpedition 1901—03". Bd. VI. Roy. 4. 113 S., 7 Tafeln. Berlin, Dietr. Reimer, 1908. 20 M.

Der vorliegende zweite Teil der erdmagnetischen Ergebnisse der Kerguelenstation der Deutschen Südpolarexpedition (über den ersten vgl. das Ref. dieser Zeitschr. 8, 63—64, 1907) befaßt sich mit den absoluten Messungen der Deklination, Horizontalintensität und Inklination. Die Grundlagen, Beobachtungen und Berechnungsmethoden werden sehr ausführlich dargestellt, viel vollständiger z. B. als dies in den Ergebnissen der Deutschen Polarexpeditionen von 1882/83 geschehen ist. Auch keins der Handbücher über erdmagnetische Messungen enthält eine so eingehende Entwicklung der in der Praxis wirklich angewandten Methoden. Da der Verf. zudem nicht verschmäht, zu erwähnen,



wie er alle die großen und kleinen Schwierigkeiten überwunden hat, so stellt das Werk gleichsam ein praktisches Lehrbuch für erdmagnetische Messungen dar, ein Lehrbuch, in dem nicht wie gewöhnlich schöne Musterbeispiele stehen, sondern in welchem der Lernende mit der ganzen Fülle der Widerspenstigkeit magnetischer Messungen vertraut gemacht wird.

Für den Fachmann haben einige eingestreute Einzeluntersuchungen Interesse. Die Allgemeinheit dürfte besonders eine Ergänzung zur Theorie des Rotationserdinduktors interessieren; es handelt sich um den Fehler, den eine falsche Orientierung der Kommutatorbürsten in die Bestimmung der Inklination eintreten läßt. Ein richtiges Funktionieren des Apparats erfordert, daß die in ihm auftretenden Wechselströme in dem Moment kommutiert werden, in welchem die Normale zur Windungsfläche in die Meridianebene fällt. Die Theorie ist in ihren Grundlagen von Herrn Prof. Ad. Schmidt gegeben worden.

Seite 158 bemerkt der Verf., die heute angewandte Nullmethode bei Erdinduktormessungen sei 1883 von Mascart eingeführt, doch möchte Referent bemerken, daß die Methode von K. Schering im wesentlichen von dieser Methode nicht abweicht und schon 1878 im Tageblatt der Naturforscherversammlung S. 42 zur Veröffentlichung kam.

Die Ergebnisse der Kerguelenstation sind mit diesem zweiten Teile noch nicht abgeschlossen.

A. Nippoldt.

K. Deinhardt und A. Schlomann, Illustrierte technische Wörterbücher in sechs Sprachen: Deutsch, Englisch, Französisch, Russisch, Italienisch, Spanisch. Band II: Die Elektrotechnik. Unter redaktioneller Mitwirkung von Ingenieur C. Kinzbrunner. Mit nahezu 4000 Abbildungen und zahlreichen Formeln. kl. 8. XII u. 2100 S. München und Berlin, 1908, R. Oldenbourg. In Lnwd. geb. M. 25.—

Für technische Wörterbücher besteht unzweifelhaft ein dringendes Bedürfnis. Aus diesem Bedürfnis heraus sind auch die Vorarbeiten zu dem groß angelegten Technolexikon entstanden, das ja leider nicht zu Ende geführt werden konnte. Um so erfreulicher ist es, daß es den Herren Deinhardt und Schlomann dank der weisen Beschränkung, die sie sich auferlegt haben, gelungen ist, das Bedürfnis wenigstens teilweise zu befriedigen. Diese Beschränkung besteht darin, daß die genannten Herren nicht ein Wörterbuch für die gesamte Technik im weitesten Umfange zu schaffen versucht haben, sondern einzelne umgrenzte Gebiete der Technik für sich behandeln. Dadurch erzielen sie zugleich die weiteren Vorteile leichterer Handhabung, geringeren Umfanges und niedrigeren Preises der einzelnen Bände. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber dem geplant gewesenen Technolexikon besteht bei den Deinhardt-Schlomannschen Wörterbüchern in der Ausdehnung auf drei weitere Sprachen: Russisch, Italienisch, Spanisch, sowie auf die Weltsprache Illustration. Wo die Ausdrücke schwanken, oder wo eine strenge Übersetzung nicht recht angängig ist, da vermag eine kurze Skizze, eine Formel sofort Klarheit zu schaffen. Es mag sein, daß hier und da kleine Ungenauigkeiten untergelaufen sind, daß auch noch Lücken bestehen. Derartige Mängel sind aber beim ersten Erscheinen eines so groß angelegten Werkes, dessen Herstellung nur unter Überwindung gewaltiger Schwierigkeiten möglich war, völlig unvermeidlich. In der nächsten Auflage werden solche Mängel sicherlich beseitigt sein. Übrigens vermögen sie auch dem Werte des Buches, das jedem Benutzer nach kurzem Gebrauch ein völlig unentbehrliches Hilfsmittel werden wird, keineswegs Abbruch zu tun.

Max Iklé.

Henry Crew, General Physics, an elementary text-book for colleges. Newyork 1908.

Das Buch soll dem jungen Studenten zur Einführung in die Physik dienen. Es ist demnach knapp und elementar gehalten, enthält aber im wesentlichen alle grundlegenden Gesetze der Physik, unter Berücksichtigung ihres Zusammenhangs, und die Grundzüge der Methoden, wie man zu ihnen gelangt.

Die Darstellung fängt meist mit einfachen alltäglichen Erfahrungen an, geht dann nach Aufstellung klarer, scharfer Definitionen der betreffenden physikalischen Begriffe zur Beschreibung der Versuche und Herleitung der Gesetze fort. Dabei werden zum größten Teil äußerst einfache, leicht nachzumachende Versuchsanordnungen benutzt. Die sich ergebenden allgemeineren Gesichtspunkte werden vielfach nur durch kurze, zu weiterem Studium anregende Hinweise berührt. Zur Unterstützung hierbei dienen umfangreiche Literaturangaben über größere Werke.

Unter den Aufgaben, die sich am Ende der Abschnitte befinden, sind unter viel allgemein bekannten auch solche von besonderer Eigenart.

Die Behandlungsweise weicht in mancher Hinsicht von der bei uns üblichen ab (z. B. reichliche Verwendung der Vektoren). Daher dürfte, obwohl wir keinen Mangel an guten deutschen Lehrbüchern haben, auch bei uns ein Studium dieses Werkes sehr nutzbringend sein.

H. Kochan.

K. Rosenberg, Experimentierbuch für den Unterricht in der Naturlehre. In 2 Bänden. Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage. I. Band. gr. 8. IX u. 455 S. mit 361 Figuren. Wien, Alfr. Hölder. 1908. M. 6,—, gebunden M. 6,60.

Der Verfasser hat sein vor mehreren Jahren erschienenes Buch in zweiter Auflage völlig umgeändert. Hier liegt der erste Band vor, worin dem Lehrer für Physik und Chemie auf der Unterstufe Unterstützung und Ratschläge über Anstellung von Experimenten gegeben werden sollen. Der Verfasser will „den Bedürfnissen aller Schulgattungen mit Ausschluß der Hochschulen Rechnung tragen". Die Absicht kann als erreicht bezeichnet werden.

Der Inhalt ist sehr reichhaltig. Für die einzelnen physikalischen Erscheinungen sind im allgemeinen mehrere Arten von Versuchen angegeben, unter umfangreicher Benutzung von in Zeitschriften verstreuten Versuchsbeschreibungen anderer Experimentatoren: in dieser Sammlung liegt ein wesentlicher Wert des Buches. Zahlreiche Versuche mit einfachsten Mitteln und Anleitungen zu leichter und billiger Herstellung von Apparaten sind angegeben, so daß sich hier auch der Rat holen kann, der über geringe Hilfsmittel verfügt. Zugleich findet auch der, der über eine größere Sammlung und reichlichere Geldmittel verfügt, Anweisungen über zweckmäßige Verwendung größerer Apparate, Angaben über ihre Bewährung und Nennung geeigneter Bezugsquellen, was bei Neuanschaffungen besonders jüngeren Lehrern sehr angenehm sein kann. Die Zusammenstellung der zu jedem Versuche nötigen Gegenstände erleichtert rasche Vorbereitung.

Ein einleitender Teil enthält viele praktische Winke, besonders über Handfertigkeiten.

Bei dem niedrigen Preise dürfte das Buch weiteste Verbreitung finden. H. Kochan.

C. Schäffer, Natur-Paradoxe. Ein Buch für die Jugend zur Erklärung von Erscheinungen, die mit der täglichen Erfahrung im Widerspruch zu stehen scheinen. Nach Dr. W. Hampson's „Paradoxes of nature and science" bearbeitet. Mit 4 Tafeln und 65 Textbildern. 8. VIII u. 179 S. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1908. In Lnwd. geb. M. 3.—

Mit dem Untertitel dieses hübschen Buches kann ich mich nicht ganz einverstanden erklären. Mag der Verfasser — ob der englische Verfasser oder der deutsche Bearbeiter, ist einerlei — das Buch auch ursprünglich nur für einen jugendlichen Leserkreis gedacht haben, so ist doch ein Werk entstanden, welches auch manchen Erwachsenen zu fesseln vermag. Ich bin überzeugt, daß die Lektüre dieses Buches viele Leser zu eingehenderer Beschäftigung mit den Naturwissenschaften anregen wird. Die deutsche Ausgabe ist schon aus diesem Grunde mit Freuden zu begrüßen. Max Iklé.

E. König, Die Autochrom-Photographie und die verwandten Dreifarbenraster-Verfahren. (Photographische Bibliothek, Bd. 23.) 8. IV u. 60 S. Berlin, Gustav Schmidt. 1908. M. 1,20, gebunden M. 1,70.

Das neue Lumièresche Verfahren zur Herstellung von Farbenphotographien wird eingehend beschrieben. Obwohl der Grundgedanke dieses Rasterverfahrens von Joly herrührt, hat doch die technische Vollkommenheit der Lumièreschen Platten dieses Verfahren erst praktisch eingebürgert. Wohl noch nie hat ein neues photographisches Verfahren in so kurzer Zeit in dem Kreise der Amateure eine so weite Verbreitung gefunden. Daß nun auch ein von einem erfahrenen Fachmann geschriebener Leitfaden der Autochromphotographie erschienen ist, ist daher mit Freude zu begrüßen.

Riesenfeld.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. H. Tietze für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Bonn Dr. Erhardt Schmidt zum ord. Professor für Mathematik an der Universität Zürich.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie am Polytechnikum Riga Dr. C. A. Bischoff.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Fig. 1. Versuch No. 7.

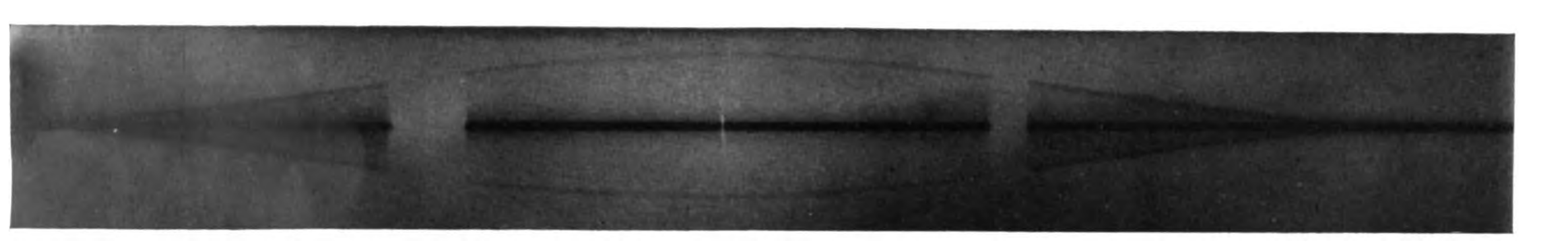


Fig. 2. Wiederholung von Versuch No. 13 mit Schutzring.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. | 15. November 1908. | 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 24 am 23. November 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Flemming, Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Freiballon aus. S. 801.

J. Rosenthal, Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken. S. 803.

J. Radakovits, Das Energieprinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie. S. 804.

J. J. T. Chabot, Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther. S. 805.

A. Wendler, Ein Wagevoltameter. S. 806.

J. Robinson, Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre. S. 807.

Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:

E. Meyer, Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat. S. 810.

H. W. Schmidt u. P. Cermak, Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen. S. 816.

E. Ladenburg (†) u. K. Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. S. 821.

M. Planck, Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik. S. 828.

O. v. Baeyer, Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke. S. 831.

P. Zeeman, Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. S. 834.

P. Nordmeyer, Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken. S. 835.

W. Krebs, Das meteorologische Jahr 1907/1908. S. 844.

W. Krebs, Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres. S. 846.

W. Krebs, Das Bild der Erde in Mondentfernung. S. 846.

W. Krebs, Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole. S. 847.

Besprechungen:

Aspirations-Psychrometer-Tafeln. S. 848.

E. Neuhauß, Lehrbuch der Mikrophotographie. S. 848.

G. Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. S. 848.

Personalien. S. 848.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität vom Freiballon aus.

Von Stabsarzt Flemming.

Bekanntlich enthält die atmosphärische Luft normalerweise die radioaktiven Emanationen des Radiums und Thoriums, deren Ursprung in dem Radium- und Thoriumgehalt der Erdsubstanz zu suchen ist. Durch aufsteigende Luftströme getragen und durch Diffusion dringen diese gasförmigen Körper von der Erdoberfläche aus in die Atmosphäre ein, während gleichzeitig ihre Umwandlung in nicht gasförmige Produkte nach Maßgabe der betreffenden Halbierungskonstanten vor sich geht. Bei der Thoriumemanation, die schon in etwa einer Minute auf die Hälfte der anfänglichen Menge zurückgeht, wird schon in geringer Höhe über der Erdoberfläche die Grenze der Nachweisbarkeit erreicht sein, während die des Radiums mit einer Halbierungskonstante von $3^1/_2$ Tagen sich vielleicht weiter von der Erdoberfläche entfernen kann, als unsere Untersuchungsmethoden reichen.

Eine fortlaufende Reihe von Messungen über den Gehalt der Höhenluft an radioaktiver Emanation hat Herr Jaufmann[1]) auf der Zugspize angestellt. Die Herren Elster und Geitel haben mich veranlaßt, als eine Art Ergänzung dieser Arbeit in der freien Atmosphäre vom Ballon aus zunächst nur gelegentlich und in wesentlich qualitativer Weise Beobachtungen der atmosphärischen Radioaktivität zu machen. Im folgenden möchte ich kurz über die Methode und die Ergebnisse berichten.

Wenn es sich darum handelt, die in der atmosphärischen Luft verteilten Zerfallsprodukte der Radium- oder Thoriumemanation zu sammeln, so verfährt man bei Versuchen an der Erdoberfläche bekanntlich so, daß man einen isolierten Draht von etwa 10 m Länge an den negativen Pol einer galvanischen Batterie oder einer Trockensäule anschließt, deren positiver Pol geerdet ist. Zwischen dem negativ geladenen Draht und der Erdoberfläche wird so ein elektrisches Feld gebildet, dessen Kraftlinien die Bahnen bezeichnen, in welchen sich die Zerfallsprodukte der Emanation, soweit sie positiv geladen sind, zu dem Drahte hin bewegen. Dies Verfahren ist bei Beobachtungen vom Ballon aus ohne weiteres nicht brauchbar, da hier eine Erdleitung fehlt und das Vorzeichen der elektrischen Eigenladung des Ballons wechselnd sein kann. Dagegen läßt sich ein konstantes elektrisches Feld zwischen zwei frei herabhängenden Drähten erzielen, die mit den Polen einer Trockensäule leitend verbunden sind. Auf dem mit dem negativen Pol ver-

1) Inaugural-Dissertation, Techn. Hochschule München, 1908.

Nr. u. Datum	Aufstiegs- und Landungsort	Luftdruck in Berlin	Temperatur in Berlin	Fahrtrichtung nach	Durchschnittliche Geschwindigkeit in km	Tageszeit der Messung	Höhe des Ballons in Metern	Bewölkung unter dem Ballon	Bewölkung über dem Ballon	Drahtlänge in Metern	Aktivität des Drahtes pro 1 m (A)	Voltverlust pro Minute bei der Isolationsprobe	Bemerkungen
I 26./27. VII. 1907	Berlin—Bobrowniki (Rußland)	756,3—757,0	14,6	E	22	$8^h 30$—$10^h 30$ *a. m.* 11 *a*—1 *p*	1600—2500 2500—3700	6—10 5—7	4—8 0	15 40	**5,0** **3,1**	0,55 0,10	
II 2. II. 1908	Berlin—Königsbrück bei Dresden	754,2—757,9	—1,8 bis —0,9	S—SE	21	$1^1/_4$—$3^1/_4$ *p*	1500—1800	10	10	33,3	**3,2**	1,40	
III 30./31. V. 1908	Bitterfeld—Ermsleben a./Harz	759,3—760,1	21,0—28,0	NE—E—SE —W—NW	16,7	$6^1/_2$—8 *a* 8—$9^1/_2$ *a* $9^3/_4$—$10^1/_2$ *a*	500—800 900—1200 1300—1600	0 0 0	0 0 0	20 10,7 15	**11,3** **3,4** **5,4**	0,87 — —	Am 29. V. fand sich im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie zu Berlin **A = 2,2**
IV 19. VII. 1908	Berlin—Schandelah (Braunschweig)	751,0—749,9	16,0—27,0	W—SW	18,5	$10^3/_4$—12 *a. m.* $12^3/_4$—$1^3/_4$ *p* 2—3 *p* 3—4 *p* $5^1/_2$—$6^1/_2$ *p*	500—700 600—1000 1200—1400 900—1100 1500—1800	6—7 3—4 0 0 0	6—7 3—4 0 0 0	21 18 20 12 15	**0,41** **4,5** **13,0** **23,0** **9,6**	0,06 — — — —	Unmittelbar vor Beginn der Exposition starker Gewitterregen. Am 17. VIII. ergab sich im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie **A = 2,3**. Während des ganzen Tages Gewitterstimmung.
V 7./8. IX. 1908	Berlin—Elbing	755,0—757,6	12,1—25,1	E—NE	23,6	6—7 *a* 7—8 *a* 8—9 *a* 9—10 *a* 10 *a*—11 *a* 11 *a*—12 *m* 12 *m*—1 *p*	0—500 500—1000 1000—1300 1300—1500 1500—1600 1400—1500 1250—1600	0 0 0 1—2 0 0 0	0 0 0 1—2 0 0 0	13,5 8,5 5,0 8,0 9,0 11,5 12,0	**1,64** **3,4** **7,4** **4,8** **4,2** **4,7** **5,7**	0,0 — — — — — —	Am 3. IX. ergab sich für A im Hof der Kaiser Wilhelms-Akademie der Wert **1,1** und nach der Fahrt am 9. IX. auf dem Gelände des Luftschifferbataillons **12,4**. Bei den Aktivitätsbestimmungen im Ballon wurde nach Schluß der Messung der Drahtnetzzylinder mit dem aufgewundenen Draht aus dem Zerstreuungszylinder entfernt; die Divergenz der Elektroskopblättchen zeigt alsdann im Verlaufe von 20 Minuten eine Abnahme, die 0,3 Skalenteile nicht überschritt. Auch der positiv geladene Draht erwies sich schwach aktiv.

bundenen wäre dann eine Ansammlung aktiver Substanz zu erwarten.

Die verwandte, von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig gelieferte Hochspannungstrockensäule zeigte bei Ableitung eines Poles eine freie Spannung von etwa 2000 Volt. Sie wurde an den Korbleinen außerhalb des Ballonkorbes verankert und an ihren Polen mit dünnen blanken Kupferdrähten armiert. Die auf diese Weise auf hohe Potentialdifferenz gebrachten, unten mit Blei beschwerten Drähte wurden 1—2 Stunden in verschiedenen Höhen dem Einfluß der freien Atmosphäre überlassen, dann wurde der an den negativen Pol angeschlossene auf einen Drahtnetzzylinder gewickelt und in den Apparat zur Messung der Elektrizitätszerstreuung nach Elster und Geitel eingeführt, dessen auch unten verschlossener Schutzzylinder die Ionisierungskammer bildete. Noch während der Fahrt, unmittelbar nach dem Einholen des Drahtes, wurde mit Hilfe des Aluminiumblattelektroskops der Ladungsverlust in einem gemessenen Zeitintervall festgestellt.

Die Beobachtung war zunächst mit Schwierigkeiten verbunden, zumal wenn mehrere Mitfahrende den Ballonkorb in größere Schwankungen versetzten und dadurch die Blättchen des Elektroskops in leitende Verbindung mit dem Elektroskopgehäuse brachten. Durch passende Aufhängung gelang es jedoch nach mancherlei Vorversuchen, eine genügend lange Beobachtung des Apparates zu ermöglichen.

Bei der Exposition der Drähte konnte eine von Versuch zu Versuch gleichlange Zeit nicht immer innegehalten werden, sie wurde insbesondere dann beschränkt, sobald der Ballon sein Niveau änderte.

Auf Seite 802 sind die Messungen zugleich mit den Kontrollen vor und nach der Prüfung des aktiven Drahtes tabellarisch zusammengestellt unter Angabe der Tageszeit und Expositionsdauer, der verwandten Drahtlänge, der Höhe, der Bewölkung, der Temperatur und des Barometerstandes um 7^h a. m. und 2^h p. m. in Berlin am Beobachtungstage (nach Aufzeichnungen des Berliner Wetterbureaus) sowie der durchschnittlichen Fahrtgeschwindigkeit des Ballons.

Um die beobachteten Aktivitäten annähernd untereinander vergleichbar zu machen, sind die am Elektroskop beobachteten Voltabnahmen (nach angebrachter Korrektion des Isolationsfehlers) auf 1 Stunde und 1 m Drahtlänge umgerechnet. Doch werden hierbei die Zahlen, die nach nur einstündiger Exposition des Drahtes gewonnen wurden, bestimmt zu klein ausfallen.

Als Resultat ergibt sich, daß selbst in Höhen von über 3000 m radioaktive Emanation vorhanden ist. Auffallend groß sind die Werte bei der vierten Fahrt. Wie unter der Rubrik „Bemerkungen" angegeben, herrschte während der Dauer der ganzen Fahrt Gewitterstimmung. Ob das Zusammentreffen der hohen Werte zwischen 2 und 4^h p. m. mit dieser Witterungslage ein Zufall ist oder ob hierbei ein ursächlicher Zusammenhang vorliegt, läßt sich natürlich auf Grund einer vereinzelten Beobachtung nicht entscheiden.

Versuche zur Ermittelung der Halbierungskonstanten der in großen Höhen gesammelten aktiven Zerfallsprodukte sind in Aussicht genommen.

(Eingegangen 13. Oktober 1908.)

Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Josef Rosenthal.

Gelegentlich von Versuchen, welche ich unternahm, um die Übertragung von Photographien nach dem Kornschen oder einem ähnlichen Verfahren in kürzester Zeit zu ermöglichen, habe ich auch einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen angestellt, welche ich im nachfolgenden kurz berichten möchte.

Korn hat bekanntlich das Hindernis, welches die Trägheit der Selenzelle seinem Verfahren entgegenstellte, durch eine sinnreiche Kompensationsmethode, wenn auch nicht vollständig, so doch zum Teil beseitigt. Da ich bei meinen Versuchen mit lichtelektrischen Gaszellen, wenigstens mit den mir zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln (Einthovensches Galvanometer) eine Trägheit selbst bei relativ großen Stromstärken nicht konstatieren konnte, eine solche also, wenn überhaupt nachweisbar, jedenfalls sehr klein ist, so müßte sich nach meiner Ansicht für schnelle Übertragung von Lichteffekten die lichtelektrische Gaszelle besser eignen als die Selenzelle, und müßte durch ihre Verwendung auch das Problem des Fernsehens der Verwirklichung näher gerückt werden können.

Soweit mir bekannt, waren die bisher mit lichtelektrischen Gaszellen verwendeten Ströme außerordentlich schwach; ich versuchte daher zunächst, Zellen für größere Stromstärken — wie sie für den oben angegebenen Zweck wünschenswert sind — zu erhalten [1]) und ist es mir auch bereits gelungen, natürlich bei entsprechend starker Belichtung, Stromstärken von mehreren Milliamperes zu erreichen. Als lichtelektrische Substanz benutzte ich Rubidium, das bekanntlich schon von Elster und Geitel als hierfür besonders gut geeignet erkannt wurde.

Die Anode meiner Zellen bildete ich als

1) Von der Polyphos-Gesellschaft, München zu beziehen.



Heizdraht aus, so daß sie während des Evakuierens mittels elektrischen Stromes erhitzt und dadurch besser von den in und an ihr befindlichen Gasen und Dämpfen befreit werden konnte; andererseits konnte man dadurch das während der Herstellung der Zellen an der Anode niedergeschlagene Rubidium durch Verdampfung entfernen, was besonders dann von Wichtigkeit ist, wenn die Zelle als Ventil benutzt werden soll (z. B. zur Messung oder Konstatierung schwacher Wechselströme mittels Gleichstrominstrumenten).

Die Zellen wurden entweder mit Wasserstoff oder mit Helium gefüllt. Beim Vergleich beider zeigte sich, daß die Stromstärke der Rubidium-Wasserstoffzelle, als Funktion der Spannung dargestellt, schon bei relativ niederen Spannungen sich asymptotisch einem Maximalwert nähert, der um so höher liegt, je stärker die Belichtung gewählt wurde. Bei der Rubidium-Heliumzelle dagegen konnte ich ein solches Maximum — wenigstens soweit meine bisherigen Versuche reichen — nicht konstatieren. Die Charakteristik steigt hier vielmehr nahezu geradlinig an, und zwar, wie zu erwarten, um so steiler, je stärker die Belichtung war. Die von mir bisher verwendeten Spannungen betrugen allerdings maximal nur 220 Volt. Während die Helium-Rubidiumzelle für intensive Ströme besser geeignet sein dürfte als die Wasserstoff-Rubidiumzelle, ist letztere sehr gut als Stromregulator zu verwenden, da von einer bestimmten relativ geringen Spannung ab eine Änderung der letzteren keine oder fast keine Stromänderung verursacht und andererseits, wenn man nur genügend hohe Spannung an die Zelle anlegt, auch eine Änderung des Widerstandes im Stromkreis keine oder wenigstens keine wesentliche Stromänderung hervorrufen kann. Wegen seiner verschwindend geringen Nachwirkung kann dieser Stromregulator auch bei sehr schnell sich ändernden Strömen verwendet werden, was möglicherweise bei der Übertragung telegraphischer Zeichen durch lange Leitungen Anwendung finden könnte.

München, 18. September 1908.

(Eingegangen 19. September 1908.)

Das Energieprinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie.

Von Johann Radakovits.

Die Frage, ob das Gesetz von der Erhaltung der Kraft in der Lorentzschen Elektronentheorie gewahrt ist, interessiert gewiß manchen Fachgenossen. Die Lorentzschen Rechnungen über die Verhältnisse der elektromagnetischen Energie in bewegten Nichtleitern[1]) in breiter Darstellung zu bringen, hätte keinen sonderlichen Wert, da man sich dieses Problem mit Zuhilfenahme von H. A. Lorentz, Maxwells elektromagnetische Theorie, § 4 Hilfssätze; Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13 und der beiden Bände M. Abraham, Theorie der Elektrizität, zurechtlegen kann.

Von hoher Bedeutung ist die Endformel auf Seite 254:

$$\left.\begin{array}{l} -(W_e + W_m)\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} - (\mathfrak{E}\cdot\dot{\mathfrak{E}}_{(r)}) - (\mathfrak{E}'\cdot\dot{\mathfrak{P}}_{(r)}) \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (\mathfrak{H}\cdot\dot{\mathfrak{H}}_{(r)}) \\ -\left(\dfrac{\partial W_{ep}}{\partial x_x}\right)_{\mathfrak{P}} \dot{x}_x - \text{usw.} - \left(\dfrac{\partial W_{ep}}{\partial x_y}\right)_{\mathfrak{P}} \dot{x}_y - \text{usw.,} \end{array}\right\} A \;^{1})\,^{2}),$$

was nach Lorentz die Abnahme der elektromagnetischen Energie darstellen soll.

Lorentz betrachtet ein substantielles Volumelement, schreibt aber alle Ausdrücke für die Raum- und Zeiteinheit auf; wir können daher auf A eine Formel anwenden, welche wir aus (16), (18) und (19)[3]) ableiten. Wir wählen zwei vorläufig voneinander verschiedene Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$, berechnen $\underline{\dot{\mathfrak{A}}}_x$ nach (19) und $\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_x$ nach (18), multiplizieren $\underline{\dot{\mathfrak{A}}}_x$ mit $\mathfrak{B}_x$ und $\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_x$ mit $\mathfrak{A}_x$ und addieren die beiden Ausdrücke:

$$\left.\begin{array}{l} \underline{\dot{\mathfrak{A}}}_x \mathfrak{B}_x + \mathfrak{A}_x \underline{\dot{\mathfrak{B}}}_x = \dot{\mathfrak{A}}_{(r)x} \mathfrak{B}_x + \mathfrak{A}_x \dot{\mathfrak{B}}_{(r)x} \\ + \mathfrak{A}_x \mathfrak{B}_x\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} - \dfrac{1}{2}\dot{x}_y \{\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_y - \mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_x\} \\ \qquad\qquad + \dfrac{1}{2}\dot{x}_z \{\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_x - \mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_z\} \end{array}\right| ; \qquad B$$

ebenso erhalten wir:

$$\left.\begin{array}{l} \underline{\dot{\mathfrak{A}}}\,\mathfrak{B}_y + \mathfrak{A}_y\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_y = \dot{\mathfrak{A}}_{(r)y}\mathfrak{B}_y + \mathfrak{A}_y\dot{\mathfrak{B}}_{(r)y} + \mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_y\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} \\ - \dfrac{1}{2}\dot{y}_z\{\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_z - \mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_y\} + \dfrac{1}{2}\dot{y}_x\{\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_y - \mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_x\} \end{array}\right| \qquad C$$

und

$$\left.\begin{array}{l} \underline{\dot{\mathfrak{A}}}_z \mathfrak{B}_z + \mathfrak{A}_z \underline{\dot{\mathfrak{B}}}_z = \dot{\mathfrak{A}}_{(r)z} \mathfrak{B}_z + \mathfrak{A}_z \dot{\mathfrak{B}}_{(r)z} \\ + \mathfrak{A}_z \mathfrak{B}_z\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} - \dfrac{1}{2}\dot{z}_x \{\mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_x - \mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_z\} \\ \qquad\qquad + \dfrac{1}{2}\dot{z}_y \{\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_z - \mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_y\} \end{array}\right| ; \qquad D$$

aus B, C und D bekommen wir durch Addition:

$$\begin{array}{l} \{\underline{\dot{\mathfrak{A}}}_x\mathfrak{B}_x + \underline{\dot{\mathfrak{A}}}_y\mathfrak{B} + \underline{\dot{\mathfrak{A}}}_z\mathfrak{B}_z\} + \{\mathfrak{A}_x\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_x + \mathfrak{A}_y\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_y + \mathfrak{A}_z\underline{\dot{\mathfrak{B}}}_z\} \\ = \{\dot{\mathfrak{A}}_{(r)x}\mathfrak{B}_x + \dot{\mathfrak{A}}_{(r)y}\mathfrak{B}_y + \dot{\mathfrak{A}}_{(r)z}\mathfrak{B}_z\} + \{\mathfrak{A}_x\dot{\mathfrak{B}}_{(r)x} \\ + \mathfrak{A}\,\dot{\mathfrak{B}}_{(r)y} + \mathfrak{A}_z\dot{\mathfrak{B}}_{(r)z}\} + \{\mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_x + \mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_y \\ \qquad\qquad\qquad + \mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_z\}\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} \end{array}$$

oder

$$\begin{array}{l} (\underline{\dot{\mathfrak{A}}}\cdot\mathfrak{B}) + (\mathfrak{A}\cdot\underline{\dot{\mathfrak{B}}}) = (\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}\cdot\mathfrak{B}) + (\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{B}}_{(r)}) \\ \qquad\qquad\qquad + (\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}; \end{array} \qquad E$$

wir multiplizieren E mit dS und wenden (16) an:

1) H. A. Lorentz, Elektronentheorie § 54, Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 14.

2) Bezüglich der Bedeutung der Buchstaben und Operationen verweise ich auf Lorentz.

3) H. A. Lorentz, Maxwells elektromagnetische Theorie § 4, Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13.

$$\left.\begin{aligned}\Big\{(\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}\cdot\mathfrak{B}) + (\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{B}}_{(r)}) + \mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}\Big\}\,d S \\ = \frac{d}{d t}\{(\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{B})\,d S\}\end{aligned}\right\};\qquad F$$

F formen wir nun in zweifacher Weise um:

1. $\mathfrak{B}=\mathfrak{A}$

$$\left\{(\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}) + \frac{1}{2}\mathfrak{A}^2\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w}\right\} d S = \frac{d}{d t}\left\{\frac{1}{2}\mathfrak{A}^2\,d S\right\};\qquad G$$

2. $\mathfrak{B}=(\nu)\,\mathfrak{A} \qquad \nu_{12}=\nu_{21}$

$$\left.\begin{aligned}\Big\{((\nu)\,\mathfrak{A}\cdot\dot{\mathfrak{A}}_{(r)}) + \frac{1}{2}((\nu)\,\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{A})\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} \\ + \frac{1}{2}(\mathfrak{A}\cdot\{(\nu)\,\mathfrak{A}\}^{\cdot}_{(r)\,d\,\mathfrak{A}=0})\Big\}\,d S \\ = \frac{d}{d t}\left\{\frac{1}{2}((\nu)\,\mathfrak{A}\cdot\mathfrak{A})\,d S\right\}.\end{aligned}\right|\qquad H$$

G wenden wir auf das erste und dritte Glied und H auf das zweite von

$$W=\frac{1}{2}\mathfrak{E}^2 + \frac{1}{2}((\eta')\mathfrak{P}\cdot\mathfrak{P}) + \frac{1}{2}\mathfrak{H}^2 \qquad \begin{cases}(\mathrm{XXXIX}'') \\ (\mathrm{XL}')\end{cases}$$

an und berücksichtigen

$$\mathfrak{P}=(\eta)\,\mathfrak{E}' \qquad \eta_{12}=\eta_{21} \qquad (\mathrm{XXXIV}''')$$

oder vielmehr

$$\mathfrak{E}'=(\eta')\,\mathfrak{P} \qquad \eta'_{12}=\eta'_{21}:$$

$$\frac{d}{d t}\{W d S\} = \Big\{W\,\mathrm{div}\,\mathfrak{w} + (\mathfrak{E}\cdot\dot{\mathfrak{E}}_{(r)}) + (\mathfrak{E}'\cdot\dot{\mathfrak{P}}_{(r)}) + (\mathfrak{H}\cdot\dot{\mathfrak{H}}_{(r)}) + \frac{1}{2}(\mathfrak{P}\cdot\dot{\mathfrak{E}}'_{(r)\,d\,\mathfrak{P}=0})\Big\}\,d S;$$

$\frac{1}{2}(\mathfrak{P}\cdot\dot{\mathfrak{E}}'_{(r)\,d\,\mathfrak{P}=0})$ ist die Zunahme, welche W_{ep} in der Zeiteinheit erfährt, wenn $d S$ nicht rotiert und $\mathfrak{P}$ unverändert bleibt, die Koeffizienten η' aber die Änderungen haben, welche durch die Deformationsgeschwindigkeiten $\dot{x}_x$ usw., $\dot{x}_y$ usw. verursacht werden. Lorentz bezeichnet diese Zunahme von W_{ep} mit

$$\left(\frac{\partial W_{ep}}{\partial x_x}\right)_{\mathfrak{P}}\dot{x}_x + \text{usw.} + \left(\frac{\partial W_{ep}}{\partial x_y}\right)_{\mathfrak{P}}\dot{x}_y + \text{usw.}^{1)}$$

Die erste Zeile von A stellt $-\frac{d}{d t}\{W d S\}$ bei konstantem η' dar, die zweite die Änderung infolge der Veränderlichkeit der η'; das Energieprinzip ist gewahrt.

Bezüglich der Gleichsetzung von $\mathfrak{E}=\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{H}=\mathfrak{H}'$ an drei Stellen der Lorentzschen Rechnungen verweise ich auf die Enzyklopädie V/II 1, Seite 177 und 253.

1) Vergleiche Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V/II 1, 13, Seite 109.

Leoben, 10. Oktober 1908.

Über das elastische Element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Äther.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Konstrukteure mechanischer Modelle von Vorgängen im Äther pflegen selbsttätig zurückgehende Deformationen als Ausfluß der Elastizität eines besonders eingeschalteten materiellen Systems (Metalldrahtspirale, Gummibands, Gases usw.) zu veranschaulichen, ohne daß zuvor auch dieses mechanisch restlos verständlich gemacht wäre; die Konstruktion erscheint mithin als unvollkommenes mechanisches Modell.

Untersucht man die Frage, ob es dann überhaupt möglich ist, ein vollkommenes mechanisches Modell herzustellen, d. h. ein solches, das an Stelle des undefinierbaren federnden Gliedes eine durchsichtige Anordnung zeigt, so ergibt sich in einem Falle eine bejahende Antwort. Zu dieser Lösung des Problems erinnern wir uns an Sires gyrostatisches Pendel. Dasselbe zeigt bekanntlich eine rotierende Linse, deren Drehachse in der Pendelebene normal zur Pendelstange selbst liegt, während seine Aufhängung mittels einer Schwungmaschine exzentrisch im Kreise herumgeführt wird. Dabei strebt dann das Pendel einem derartigen Ausschlag zu, daß die Drehachse seiner Linse der Drehachse der Schwungmaschine möglichst parallel lagert, und zwar so, daß beide Drehungen gleichsinnig verlaufen. Bei gegebener Masse, M, des Pendels, einschließlich m der rotierenden Linse, nebst Länge, l, der Pendelstange ist der jeweilige Pendelausschlag eine Funktion der Winkelgeschwindigkeit ω, von m und der Winkelgeschwindigkeit, Ω, der Pendelaufhängung exzentrisch um die Schwungmaschinenachse. Der Ausschlag läßt sich durch eine äußere Kraft verändern, mit deren Verschwinden er aber — bei unveränderten g, M, l, ω und Ω — wiederum dem ursprünglichen Wert zustrebt.

Von Herrn Sires gyrostatischem Pendel gelangen wir nun dadurch, daß wir den Gyrostat ausbalanzieren, d. h. die Gravitation $g=0$ machen, oder auch die Pendellänge $l=0$ nehmen, zum mechanischen Urbild eines elastischen Systems, das sich an Stelle von sonstigen Federungen einfügen läßt, wo man ein vollkommenes mechanisches Modell wünscht: durch bloße Variation von ω und Ω kann hier von vollkommener Plastizität bis zur beliebigen Starrheit gewechselt werden. —

Es muß dahingestellt bleiben, ob die tatsächlichen ultramolekularen Vorgänge bei den elastischen Verschiebungen sich in der geschilderten Weise vollziehen; immerhin aber begegnen wir einer solchen Kombination zweier Rotationen im größten Maßstabe im Welten-

raum beim Umlauf Ω eines mit Achsendrehung $\omega > 0$ ausgestatteten Planeten m: es ist hier der Bahnradius $r = l$ und eine äußere Kraft $g = 0$. Einer Ablenkung der Planetachse würde sich eine (mit dem Sinus des Ablenkungswinkels wachsende) „elastische Kraft" entgegenstellen; solche Kräfte aber erscheinen, wofern wiederum das gesamte Planetensystem in nicht gerader Bahn fortschreitet.

Diese Erkenntnis zeitigt die Frage nach einem Zusammenhang zwischen dem Fortschreiten eines Planetensystems im Raume und der geneigten Stellung sowie den Schwankungen der Achsen seiner Glieder (namentlich nach den Beobachtungen an der Erdachse).

Glion, 10. Oktober 1908.

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

Ein Wagevoltameter.

Von A. Wendler.

Es ist bekannt, wie fruchtbar sich das Prinzip der Wage bei einer großen Reihe von physikalischen Meßapparaten erweist (hydrostatische und Mohrsche Wage, Kleibersche Gaswage, elektrostatische Wage, Kombinationen zur Messung magnetischer Momente, Wagebarometer usw.).

Bei der meines Wissens bis jetzt noch nicht[1]) versuchten Anwendung dieses Prinzips auf voltametrische Meßinstrumente gelingt es, die Vorzüge der Gewichtsvoltameter (größere Genauigkeit) und der Volumvoltameter (größere Bequemlichkeit) zu vereinigen und insbesondere die wesentlichsten Fehlerquellen der gewöhnlichen Kupfervoltameter zu eliminieren.

Fig. 1 und 2 zeigen, von vorn und oben gesehen, die unter Weglassung nebensächlicher Apparatteile schematisch skizzierte Anordnung.

1) Anmerkung der Redaktion: Die Anwendung der Wage als Voltameter ist an sich keineswegs neu. Vgl. z. B.: H. Danneel, Ztschr. f. Elektrochemie 4, 155; Pfanhaüser, a. gl. O. 7, 923; Paweck und Burstyn, a. gl. O. 9, 183. Trotz dieses Irrtums erschien der Redaktion die vom Verfasser vorgeschlagene Form wegen der Verdoppelung des Effektes durch Aufhängung beider Elektroden jedenfalls mitteilenswert.

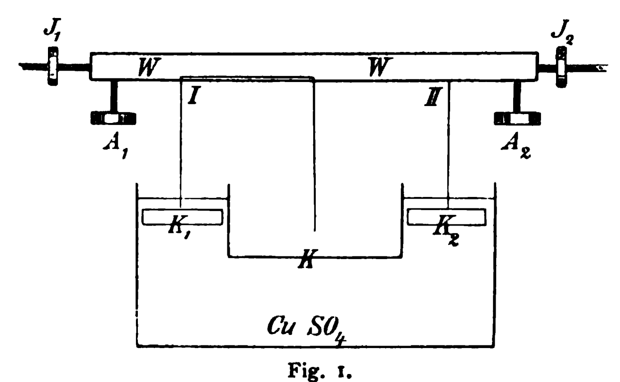


Fig. 1.

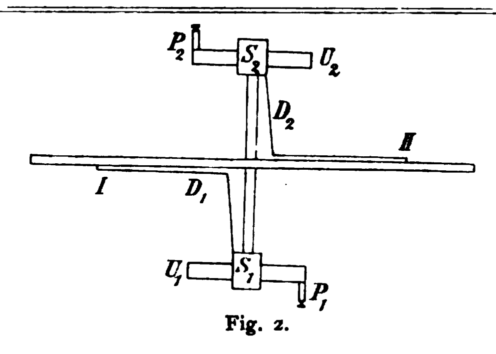


Fig. 2.

In das mit $CuSO_4$ (spez. Gew. 1,16) gefüllte U-förmige Gefäß K von etwa 5 cm Röhrendurchmesser tauchen die beiden gleichgroßen Kupferscheiben K_1 und K_2, welche mittels Platindrähten in I und II in gleichem Abstand vom Drehpunkt entfernt an einem aus nichtleitendem Material (Bein usw.) gefertigten Wagebalken W hängen. Dieser trägt an beiden Enden die Justierschräubchen J_1, J_2 und kann durch die (in Fig. 1 nur angedeuteten) Arretierschrauben A_1, A_2 festgehalten werden. Die in Fig. 2 von oben gesehene Achse des Wagebalkens besteht aus dem gleichen Isoliermaterial wie W und endet in Metallschneiden S_1, S_2, die mit ihrer unteren Kante auf den Metallunterlagen U_1, U_2 aufliegend die Zu- und Ableitung des Stromes vermitteln, so daß der Strom etwa folgenden Verlauf hat:

$$P_1 - U_1 - S_1 - D_1 - I - K_1 - CuSO_4 - K_2 - II - D_2 - S_2 - U_2 - P_2.$$

War also nach Einsenkung der Elektroden in die Flüssigkeit durch Verstellen von J_1 und J_2 Gleichgewicht hergestellt (Einspielenlassen des Zeigers auf den Nullpunkt mit darauffolgender Arretierung!), so erscheint dasselbe nach erfolgter Elektrolyse bei Lösung der Schrauben A_1, A_2 gestört und muß durch Aufsetzen von Reitergewichten R auf den Wagbalken wiederhergestellt werden, wobei nur der Abstand des Reiters vom Drehpunkt auf der an W angebrachten Millimeterteilung abzulesen ist. Das spez. Gewicht der Kupfersulfatlösung läßt sich, wenn nötig, am Apparat selbst ermitteln, indem man nach Entfernung der Elektroden in I oder II ein mittels der Schrauben J_2 oder J_1 auszubalancierendes Glasstäbchen einhängt und weiter nach dem Prinzip der Mohrschen Wage verfährt[1]).

Der Hauptvorzug dieses Wagevoltameters vor den üblichen Kupfervoltametern besteht in der Bequemlichkeit des Meßverfahrens, das unter entsprechender Benutzung der Justierschrauben ohne jede Auswechslung der Elektroden ununterbrochen angestellt werden kann. Aus praktischen Gründen empfiehlt es sich, eine Messung zu wiederholen, wobei der Strom

1) Die bei stärkerer Elektrolyse auftretende schädliche Erwärmung wird vermieden dadurch, daß man das Gefäß K in einen Kühltrog einstellt.

das zweite Mal die entgegengesetzte Richtung hat wie bei der ersten Messung, da auf diese Weise die Elektrodenveränderung im wesentlichen wieder rückgängig gemacht wird und durch das arithmetische Mittel der beiden Ablesungen zugleich Fehler der Wagarme eliminiert werden.

Indem bei den gewöhnlichen Kupfervoltametern die Kathode aus der Lösung genommen und zum Zwecke der Wägung hergerichtet werden muß, ist dafür zu sorgen, daß der Niederschlag gut haftet. Dies setzt aber nach Kittler, Uppenborn u. a. voraus, daß auf 1 qdm Kathodenfläche bei einem Elektrodenabstand von 2 cm der Strom höchstens 3,5 Amp. beträgt, so daß zur Messung stärkerer Ströme verhältnismäßig große Elektrodenflächen nötig werden. Gerade daraus aber entspringt eine nicht unbedenkliche Fehlerquelle bei der Messung von schwachen Strömen mit ein und demselben Instrument; denn die Kupferlösung bewirkt durch Auflösung einen der Zeit proportionalen Verlust der Elektroden, welcher an der Kathode im Vergleich zu dem durch einen schwachen Strom ausgeschiedenen Niederschlag relativ groß ausfallen kann.

Da beim Wagevoltameter die Elektroden während der Messung in der Flüssigkeit bleiben[1]) und darin kaum merklich bewegt werden, so braucht die Forderung eines festhaftenden Niederschlages nicht so streng erfüllt zu werden, d. h. das Instrument verträgt unter sonst gleichen Umständen eine etwas größere Strombelastung als die gewöhnlichen Voltameter. Auch die obenerwähnte zweite Fehlerquelle kommt für das Wagevoltameter nicht in Betracht, da etwaige Elektrodenverluste beiderseitig sind und sich so der Hauptsache nach eliminieren.

Indem nun bei der vorgeschlagenen Form des Wagevoltameters die Stromdichte von Anode zu Kathode gleichmäßig verteilt ist, kann die an der Kathode niedergeschlagene Kupfermenge gleich angenommen werden der von der Anode in die Lösung gehenden, welche so unter normalen Verhältnissen von konstanter Zusammensetzung bleibt.

Bedeutet also G das bei beiden Elektroden anfänglich gleiche Gewicht, γ das Gewicht des Niederschlages, A_G und A_γ die bezüglichen Auftriebe, L den halben Abstand von I—II, R das Reitergewicht und l dessen Entfernung vom Drehpunkt (Nullpunkt der nach beiden Seiten gehenden Millimeterteilung), so ist, wenn durch den Reiter das durch die Elektrolyse gestörte Gleichgewicht wiederhergestellt ist:

$$L\cdot[G+\gamma-(A_G+A_\gamma)] = R\cdot l + L\cdot[G-\gamma-(A_G-A_\gamma)],$$

1) Bei Nichtgebrauch nimmt man die Elektroden heraus.

oder wegen $A_\gamma = \frac{\gamma\cdot\sigma}{s}$, wo σ[1]) und s bezw. das spezifische Gewicht der Lösung und der Elektroden bedeutet:

$$\text{I.}\quad R\cdot l = 2\cdot L\cdot\gamma\cdot\left(1-\frac{\sigma}{s}\right).$$

Somit gilt wegen $\gamma = m\cdot J\cdot t$[2]) die Gleichung:

$$\text{II.}\quad J = c\cdot l.\text{[3])}$$

Stellt man jetzt mittels der Schräubchen J_1 und J_2 wieder auf 0 ein, so ist der Apparat für eine neue Messung fertig; denn ist eben

$$\text{III.}\quad G_1\cdot L - A_{G_1}\cdot L = G_2\cdot L - A_{G_2}\cdot L + x,$$

wo x die von der Neueinstellung der Schräubchen herrührende Hebelwirkung ist, so hat man nach einer neuerlichen Elektrolyse z. B.

$$\text{IV.}\quad \begin{aligned}&[G_2+\gamma'-(A_{G_2}+A_{\gamma'})]\cdot L + x\\ &=[G_1-\gamma'-(A_{G_1}-A_{\gamma'})]\cdot L + R'\cdot l',\end{aligned}$$

was in Verbindung mit III auf die Gleichung

$$\text{V.}\quad 2L\cdot\gamma'\left(1-\frac{\sigma}{s}\right) = R'\cdot l' \text{ führt.}$$

Diese ergibt analog wie I die Beziehung

$$\text{II}'.\quad J' = c'\cdot l'.$$

1) σ kann für längere Zeit mit großer Annäherung als konstant angesehen werden.

2) J ist die Stromstärke, t die Zeit und m das elektrochemische Äquivalent.

3) $c = \frac{R}{2mt.L.\left(1-\frac{\sigma}{s}\right)}$ ist für verschiedene R und t aus einer Tabelle zu entnehmen.

München.

(Eingegangen 25. September 1908.)

Bemerkung zur Königschen Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre.

Von James Robinson.

König[1]) hat eine Theorie über die Bildung der Rippen beim Versuch mit der Kundtschen Röhre entwickelt. Er berechnete die abstoßende Kraft zwischen zwei kugelförmigen Teilchen längs der Röhrenachse. Riecke hat eine Methode zur Prüfung dieser Theorie angegeben. Diese Methode hat in der vorliegenden Arbeit Anwendung gefunden.

Wenn man als Pulver in der Röhre Eisenfeilspäne verwendet, — und es hat sich herausgestellt, daß die bekannten Rippen mit diesem Pulver erzeugt werden können — so würde es eine unmittelbare Bestätigung der Theorie sein, wenn sich ergeben sollte, daß die Figuren durch ein bestimmtes längs der Röhrenachse wirksames Magnetfeld deformiert werden.

Ich benutzte die übliche Methode zur Erzeugung der Figuren, nämlich das Anreiben eines Glasstabes. Die Rippen traten auf, wenn

1) Wied. Ann. 42, 549, 1891.

zwei verschiedene Sorten Eisenfeilicht, eine feinere und eine gröbere, verwendet wurden, und es stellte sich heraus, daß die Figuren in jedem Einzelfalle bei einem bestimmten Ton und einer bestimmten magnetischen Feldstärke deformiert wurden.

Wenn ich nun eine Formel berechnete, in welche die für den vorliegenden Fall in Frage kommende hydrodynamische und magnetische Kraft eingehen, so zeigte sich für den Fall, daß die Rippenfiguren eben deformiert wurden, eine auffallende Ähnlichkeit zwischen den Ausdrücken für diese beiden Kräfte. Das wird sogleich aus der Betrachtung der Potentiale dieser beiden Kräfte ersichtlich.

Eine Schallwelle möge längs der Röhrenachse, die wir als z-Achse bezeichnen wollen, fortschreiten. Auf dieser Achse mögen zwei Kugeln von demselben Halbmesser R liegen. Es seien: w_0 die Geschwindigkeit einer jeden Kugel bei ihrem Durchgang durch ihre Mittellage; σ die Dichtigkeit des Fluidums zwischen den Kugeln; a, b, c, a', b', c' die Koordinaten der Kugelmittelpunkte; r der Abstand zwischen den Kugelmittelpunkten.

Dann ist:

das Potential der zwischen den Kugeln wirkenden hydrodynamischen Kraft

$$= -\frac{\pi}{2}\sigma R^6 w_0^2 \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial c^2}.$$

Führen wir die Differentiation aus, so finden wir ohne weiteres für das Potential den Wert:

$$-\frac{\pi}{2}\sigma w_0^2 R^6 \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(c-c')^2}{r^5}\right\}.$$

Wirkt zur gleichen Zeit ein Magnetfeld von der Stärke $\mathfrak{H}$ längs der Röhrenachse, und nehmen wir an, die Kugeln bestehen aus Eisen von der Permeabilität μ, so ist:

das Potential der zwischen den Kugeln wirkenden magnetischen Kraft

$$= \left(\frac{\mu-1}{\mu+2}\right)^2 \mathfrak{H}^2 R^6 \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(c-c')^2}{r^5}\right\}.$$

Danach ist die gesamte auf die Kugeln wirkende Kraft dem Ausdruck

$$\frac{\pi}{2}\sigma w_0^2 - \left(\frac{\mu-1}{\mu+2}\right)^2 \mathfrak{H}^2$$

proportional.

Nun ist:

$$w_0 = 2\pi n a,$$

wo n die Schwingungszahl des benutzten Tones und a die Schwingungsamplitude der Kugel ist; auch können wir

$$\frac{\mu-1}{\mu+2} = 1$$

setzen.

Wir erhalten somit das Ergebnis, daß die gesamte auf die Kugeln wirkende Kraft proportional dem Ausdruck

$$2\pi^3 \sigma n^2 a^2 - \mathfrak{H}^2$$

ist, und daß diese Kraft verschwindet, wenn

$$\mathfrak{H} = \pi\sqrt{2\pi\sigma}\cdot na$$

wird.

Wenn wir na als konstant annehmen können, so haben wir:

$$\mathfrak{H} = k\sqrt{\sigma},$$

wo k eine Konstante ist.

Das magnetische Feld erzeugte ich mittels eines Solenoids, das ich so um die Röhre herumlegte, daß der Boden der Röhre längs der Achse des Solenoids verlief. Durch Verwendung von Glasstäben verschiedener Länge und durch verschiedenartiges Einspannen dieser Stäbe erhielt ich verschiedene Töne.

Es ergaben sich bestimmte Grenzen für die Stromstärke, innerhalb derer die Rippen deformiert oder am Entstehen verhindert wurden. Das wird aus Tabelle I ersichtlich.

Tabelle I.

Abstand zwischen zwei Knoten	Schwingungszahl des Tones	Zur Deformierung der Rippen erforderliche Stromstärke	
		bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
7,94 cm	2078	5,25 ± 1,50 Amp.	5,82 ± 1,90 Amp.
5,64 „	2925	2,47 + 0,52 „	3,02 + 0,77 „

Aus diesen Beobachtungsergebnissen entnehmen wir, daß $\mathfrak{H}$ mit zunehmender Schwingungszahl abnimmt. Es ist indessen zu beachten, daß die Bestimmung der für die Deformierung der Querstreifen erforderlichen Stromstärke nicht sehr genau ist. Es ist ferner zu beachten, daß die obige Gleichung nur eine Annäherung darstellt, denn sie beruht auf der Einführung eines konstanten Mittelwertes für die hydrodynamische Kraft[1]) an Stelle einer periodisch veränderlichen Kraft. Weiter ändert sich die Schwingungsamplitude in der Luft von Punkt zu Punkt. Die Gleichung kann daher nur an einzelnen Stellen in der Röhre befriedigt werden, wodurch eine neue Schwierigkeit für die Beobachtung entsteht. Außerdem ist die Annahme der Konstanz von na einigermaßen willkürlich. Infolgedessen können die Unterschiede, die wir in den beobachteten Werten für $\mathfrak{H}$ finden, nicht als Einwände gegen die Königsche Theorie gelten. In der Tat bildet das Ergebnis, daß man durch eine magnetische Kraft die Querstreifen deformieren kann, einen kräftigen Beweis zugunsten dieser Theorie.

1) König, Wied. Ann. **42**, 553, 1891.



Es erschien wünschenswert, die voraufgegangenen Beobachtungen nach verschiedenen Richtungen hin auszudehnen. Man könnte beispielsweise die Frage aufwerfen, ob der Abstand der Querstreifen von der Schwingungszahl des erklingenden Tones abhängt. In bezug auf diese Frage erhielt ich folgende Ergebnisse:

Tabelle II.

Abstand zwischen zwei Knoten	Schwingungszahl des Tones	Abstand zweier aufeinander folgender Querstreifen	
		bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
9,66 cm	1708		2,13 + 0,12 mm
5,03 „	3208	1,06 + 0,15 mm	2,07 + 0,27 „
3,63 „	4545	1,03 + 0,08 „	1,51 + 0,17 „

Bei feinem Eisenpulver zeigen sich keine merklichen Unterschiede. Bei grobem Pulver indessen ist der Abstand der Rippen bei tieferen Tönen größer.

Eine weitere Frage, die sich stellen ließe, wäre die, ob die Entfernung zwischen den Querstreifen sich bei schwachen magnetischen Kräften mit diesen Kräften ändert. Die folgende Tabelle enthält einige nach dieser Richtung hin gefundene Ergebnisse.

Tabelle III.

Stromstärke in Ampere	Abstand zweier aufeinander folgender Querstreifen in mm
0	1,10
0,2	1,11
0,4	1,10
0,5	1,12
0,6	1,10
0,7	1,11
0,8	1,00
0,9	1,08
1,0	0,98
1,2	1,02
1,4	1,00

Bei diesen Versuchen wurde feines Eisenpulver benutzt, und der Ton hatte 2877 Schwingungen in der Sekunde. Aus diesen Ergebnissen geht hervor, daß schwache Magnetfelder keinen Einfluß auf den gegenseitigen Abstand der Rippen haben.

Andererseits bot die Untersuchung Interesse, ob die durch Schwingungen in der Luft erzeugten Rippen mit der Verteilung der von dem Magnetfeld erzeugten Kraftlinien zu vergleichen wären. Zu diesem Zwecke mußten Eisenfeilspäne auf ein Kartenblatt gestreut werden, das dann in den Mittelpunkt des Solenoids gebracht wurde. Das Kartenblatt wurde dann natürlich während des Stromdurchganges angeschlagen. Dabei erhielt ich die folgenden Ergebnisse:

Tabelle IV.

Stromstärke in Ampere	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
	bei feinem Eisenpulver	bei grobem Eisenpulver
8	1,24 + 0,16	1,91 + 0,20
6	1,10 + 0,15	1,63 + 0,22
5	1,02 + 0,12	1,45 + 0,15
4	0,95 + 0,10	1,40 + 0,10

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß der Abstand zwischen den Kraftlinien von derselben Größenordnung ist wie der zwischen den Rippen in der Kundtschen Röhre, ein Umstand, der durchaus zugunsten der Königschen Theorie spricht. Bei der größeren Stromstärke von 8 Ampere ist der Abstand zwischen den Streifen größer als bei geringeren Stromstärken. Bei den geringeren Stromstärken sind indessen die auftretenden Unterschiede kaum größer als die Beobachtungsfehler.

Eine große Schwierigkeit lag bei dieser Untersuchung darin begründet, daß es nicht leicht war, eine konstante Tonstärke durch Streichen der Glasstäbe aufrecht zu erhalten. Einer der in die Gleichung

$$\mathfrak{H} = \pi \sqrt{2\pi\sigma \cdot na}$$

eingehenden Faktoren hängt von der Tonstärke ab. Bei den Versuchen, die zu den vorstehenden Ergebnissen führten, habe ich versucht, die Tonstärke möglichst konstant zu halten. Die Tabellen V und VI lassen den großen Einfluß einer Änderung der Tonstärke erkennen. Tabelle V enthält die Ergebnisse von Versuchen, bei denen ich die Tonstärke für jeden einzelnen Stab konstant zu halten bemüht gewesen war; bei den Versuchen, deren Ergebnisse in Tabelle VI angegeben sind, habe ich dagegen die Tonstärke

Tabelle V.

Abstand zwischen zwei Knoten in cm	Schwingungszahl des Tones	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
		bei Schmirgelpulver	bei Sand
9,66	1708	2,17 + 0,14	2,37 + 0,23
5,03	3208	1,97 + 0,22	2,00 + 0,19
3,63	4545	2,06 + 0,13	1,90 + 0,17

Tabelle VI.

Abstand zwischen zwei Knoten in cm	Schwingungszahl des Tones	Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Querstreifen in mm	
		bei Schmirgelpulver	bei Sand
9,66	1708	2,05 + 0,45	2,37 + 0,51
5,03	3208	1,90 + 0,38	2,14 + 0,42
4,5	3666	1,48 + 0,31	1,50 + 0,39

absichtlich verändert. In beiden Fällen habe ich die Abstände der Streifen gemessen. Die Ergebnisse beziehen sich auf Schmirgelpulver und auf Sand, weil die Querstreifen sich mit diesen beiden Stoffen sehr leicht hervorbringen lassen.

Man ersieht hieraus, daß die Schwankungen der Tonstärke einen großen Einfluß haben. Die Ergebnisse dieser Untersuchung deuten darauf hin, daß eine engere Übereinstimmung mit der Königschen Theorie zu erwarten gewesen wäre, wenn es möglich gewesen wäre, die Tonstärke konstant zu halten.

Göttingen, Physikalisches Institut.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. August 1908.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Edgar Meyer (Zürich), Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat. (Mit Tafel V.)

§ 1. Bekanntlich ist ein thermophosphoreszenzfähiger Körper noch sehr lange Zeit nach seiner Belichtung imstande zu thermophosphoreszieren. Die Helligkeit dieser Thermolumineszenz nimmt aber mit der Zeit, die nach der Belichtung verstrichen ist, ab, und nach einer genügend langen Zeit thermolumineszierт der Körper überhaupt nicht mehr.

Es ist nun von Interesse zu wissen[1]), ob während der langen Zwischenzeit, in der der Körper nicht sichtbar strahlt, die aufgenommene Energie, wenigstens zum Teil, doch in Form von Licht fortgeht, nur mit außerordentlich geringer Intensität, oder aber, ob die Änderungen, welche in dem Körper durch die Belichtung hervorgerufen sind, bei der sehr langsamen Rückwandlung bei gewöhnlicher Temperatur die aufgenommene Energie in einer anderen Form abgeben.

Unter diesem Gesichtspunkte habe ich besonders einige Flußspatarten, die bekanntlich stark thermolumineszieren, untersucht und gefunden, daß es tatsächlich bestimmte Varietäten gibt, die außerordentlich lange Zeit hindurch Licht aussenden. Bei der größeren Mehrzahl der untersuchten Kristalle wurde aber ein solches Verhalten nicht gefunden. Da zu dem Lichtnachweise die photographische Platte benutzt wurde, so wäre es noch möglich, daß bei diesen letzteren vielleicht extrem kurzwelliges Licht oder aber sehr langwelliges (dieses weniger wahrscheinlich) ausgesandt würde, das sich mit der gewöhnlichen photographischen Platte nicht nachweisen läßt. Hierüber bringen die nachfolgenden Versuche keine Entscheidung, da z. B. Platten nach Schumann[2]) nicht verwandt wurden.

§ 2. Die zur Untersuchung verwandte Methode war folgende. An den Phosphoren wurde eine ebene Fläche angeschliffen und mit einer Lichtquelle bestrahlt. Nachdem eine genügend lange Zeit bis zur vollständigen Abklingung jeder sichtbaren Phosphoreszenz gewartet worden war, wurde der Körper mit der ebenen Fläche auf eine photographische Platte aufgelegt und nun längere Zeit auf dieser exponiert.

Verfuhr man auf diese Weise und verwandte z. B. als erregende Strahlung diffuses Tageslicht, so ergab sich folgendes:

A) Schwärzung der Platte wurde hervorgerufen durch nachstehende, stark thermolumineszierende Körper:
1. Flußspat von Wölsendorf in Oberbayern[1]). Es ist eine Flußspatvarietät von tief schwarzblauer Farbe, die beim Anschlagen Kohlenwasserstoffe abgibt[2]) und wegen des dadurch entstehenden Geruches auch unter dem Namen Stinkfluß bekannt ist.
2. Flußspat vom Säntis, Schweiz, ebenfalls von tiefblauer Farbe, jedoch nicht ganz so dunkel wie der Wölsendorfer Fluorit.
3. Chlorophan von Nertschinsk in Sibirien[3]) von schön violetter Farbe, ebenfalls eine Flußspatart.
4. Flußspat von unbekannter Herkunft, blaßviolett.

B) Keine Schwärzung der Platten bewirkten folgende ebenfalls stark thermolumineszierende Varietäten:
5. Farbloser, klarer Fluorit von Oltschialp, Berner Oberland.
6. Roter Flußspat aus dem Göschenental, Uri.
7. Grüner Fluorit vom Lanchernstock, Nidwalden.

1) Vergl. z. B. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie **4**, 732, Leipzig bei Hirzel 1908; im folgenden einfach als „Handbuch" zitiert.

2) V. Schumann, Ann. d. Phys. **5**, 349, 1901.

1) Bezogen von dem Rheinischen Mineralien-Kontor von Dr. F. Krantz in Bonn a. Rh.

2) F. Klockmann, Lehrbuch der Mineralogie, Stuttgart 1903, 3. Aufl., S. 378.

3) Bezogen von dem Rheinischen Mineralien-Kontor von Dr. F. Krantz in Bonn a. Rh.

8. Tiefblauer Fluorit von Cumberland, mit Quarz verwachsen.
9. Klarer Flußspat mit wenigen bläulichen Stellen von Cumberland[1]).
10. Roter Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard.
11. Grüner Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard, durch elektrisches Bogenlicht schön blau fluoreszierend[2]).

C. Ebenfalls keine Wirkung übten folgende, stark phosphoreszierende, aber nicht thermolumineszierende Körper aus:
12. Rotes Steinsalz aus Berchtesgaden.
13. Grünes Steinsalz aus Berchtesgaden.
14. Austernschalen.

Während bei den Proben Nr. 1—4 die photographische Wirkung durch Belichtung mit elektrischem Bogenlicht verstärkt wurde, bekam man bei den Proben Nr. 5—14 auch bei dieser erregenden Strahlungsquelle keine Wirkung. Schloß man gut sichtbares Nachleuchten aus, so erhielt man in keinem Falle eine Schwärzung der Platte, wenn auch z. B. der grüne Fluorit Nr. 11 intensiv bestrahlt und darauf 23 Tage exponiert wurde.

Von den unter A) genannten Fluoriten gibt der Flußspat von Wölsendorf die am längsten andauernde Wirkung. Die Varietät vom Säntis strahlt kurze Zeit nach der Belichtung etwas stärker, doch klingt sie schneller ab. Im Vergleich mit diesen beiden strahlt die Probe Nr. 3 und noch mehr Nr. 4 bedeutend weniger, und klingt auch die Wirkung ziemlich schnell ab. (Über die Abklingung vergl. § 3.)

Gemeinsam haben Nr. 1—4 alle eine blaue Färbung, und die besonders tiefblau gefärbten Proben Nr. 1 und 2 strahlen auch am stärksten. Wenn man hierdurch auf den ersten Blick glauben könnte, daß die Strahlung mit der Färbung in notwendigem Zusammenhang stehe, so widerspricht dem Probe Nr. 8, die ebenfalls eine tiefblaue Farbe zeigt, aber nur durch starke elektrische Funken etwas erregt werden kann.

Wenn man den Wölsendorfer Fluorit pulverisiert, so wirkt er nach der Belichtung kaum auf die Platte ein; nur etwa noch vorhandene größere Körnchen lassen eine schwache Wirkung erkennen. Eine vielleicht im Zusammenhang hiermit stehende Beobachtung machte Dessaignes[3]). Nach ihm lumineszieren Pulver im allgemeinen erst bei weit höheren Temperaturen als größere Stücke[1]). Diese Beobachtung konnte leicht bestätigt werden.

§ 3. Abklingung der Wirkung. Wird der Wölsendorfer Fluorit mit diffusem Tageslicht, das durch ein Fenster hindurchgegangen ist, also keine Wellen kleiner als etwa $\lambda = 340\,\mu\mu$ enthält, bestrahlt, so wirkt er auf die photographische Platte bei 48stündiger Exposition noch gut ein, wenn er auch 15 Tage in der Zwischenzeit im Dunkeln gelegen hat[2]). Eine längere Beobachtungsreihe wurde mit dem gleichen Stücke ausgeführt, nachdem es 15 Minuten mit elektrischem Bogenlicht in 15 cm Abstand bestrahlt worden war. Nach der Belichtung verblieb es erst $1^h 20'$ im Dunkeln und wurde dann auf eine gewöhnliche Lumièreplatte aufgelegt. Nach einer Exposition von 42 Stunden und Entwicklung mit Rodinal (1:30), wurde das Bild von Fig. 1[3]) erhalten. Man sieht eine schöne Abbildung mit vielen Details, deren Ursachen aber nicht immer sicher festzustellen sind. Teilweise entsprechen die nichtwirkenden Stellen eingesprengtem Quarz, teilweise etwas heller gefärbtem Flußspat. Bei vielen nichtwirkenden Stellen jedoch ist gegenüber den wirkenden am Kristall kein Unterschied zu erkennen. Der Flußspat verblieb nun weiter im Dunkeln und wurde von Zeit zu Zeit wieder exponiert. Aus dieser Beobachtungsreihe seien einige Beispiele angeführt. Fig. 2a zeigt ein Bild, das bei 46stündiger Exposition erhalten wurde, nachdem der Fluorit fünf Tage unbelichtet war. Fig. 3 ist bei 46stündiger Exposition nach neun Tagen erhalten; Fig. 4 nach 84 Tagen bei 384stündiger Exposition. Schließlich noch Fig. 5 nach 150 Tagen Dunkelzeit bei 60tägiger Exposition (auf dem Bilde befinden sich zwei Plattenfehler). Man erkennt sofort, daß die Strahlung immer geringer wird. Nach 75 Tagen Dunkelzeit muß man die Expositionszeit schon sehr vergrößern, um noch merkbare Schwärzungen zu erhalten. Zu bemerken ist, daß die Stärke der Wirkung von Kristall zu Kristall variiert und auch an verschiedenen Teilen desselben Kristalls nicht gleich ist (ein parallel gehender Unterschied in der Färbung des Kristalls ist nicht zu erkennen). So rühren z. B. die Bilder Nr. 2a und 2b von verschiedenen Seiten desselben Stückes her und sind

1) Die Flußspatproben Nr. 2 und Nr. 5—9 verdanke ich der Güte des Herrn Prof. Dr. Grubenmann in Zürich. Für ihre leihweise Überlassung bin ich ihm zu großem Danke verpflichtet.

2) Die Proben Nr. 10 und 11 wurden mir von Herrn cand. chem. Pfenninger in Zürich überlassen, wofür ich ihm auch hier meinen besten Dank sage.

3) J. Phil. Dessaignes, Journ. de phys. de chim. et d'histoire natur. **68**, 444; **69**, 169, 1809; **71**, 67, 1810. Angabe nach Kaysers Handbuch, S. 665.

1) Geringere Erregung von Flußspatpulvern gegenüber ganzen Stücken durch Röntgenstrahlen erwähnen auch A. Winkelmann u. R. Straubel, Wied. Ann. **59**, 341, 1896.

2) Herr A. Dahms, Ann. d. Phys, **13**, 453, 1904, scheint eine solche Wirkung von Flußspat (von blaßvioletter an Amethyst erinnernder Farbe) auch schon beobachtet zu haben. Er fand, daß Flußspat noch dann eine photographische Wirkung ausübt, wenn auch sein Phosphoreszenzlicht mit dem Auge schon lange nicht mehr wahrgenommen werden konnte. Über die verstrichene Zeit zwischen Erregung und Beginn der Exposition macht er aber keine Angaben. Er schloß auch schon aus diesem Versuche, daß der $CaFl_2$ ultraviolette Strahlung aussendet.

3) Die Figuren befinden sich auf Tafel V.

unter ganz analogen Bedingungen erhalten. Nr. 2b ist aber nicht so intensiv wie 2a, auch nahm bei 2b die Wirkung schneller ab.

Ganz analoge Resultate erhält man mit dem Flußspat vom Säntis. Fig. 6 zeigt ein Bild (47^h Exposition) nach vorhergegangener Belichtung mit Bogenlicht, Fig. 7 (47^h Esposition) nach einer Dunkelzeit von 22 Tagen.

Im Vergleich mit diesen starken Wirkungen strahlen der Chlorophan und die Probe Nr. 4 nur sehr gering. Bei dem ersteren ist auch schon nach zehn Tagen Dunkelzeit (38 Tage exponiert), bei dem letzteren nach etwa sechs Tagen die Lichtaussendung fast vollständig abgeklungen. Aus diesem Grunde wurden nur die Proben Nr. 1 und 2 genauer untersucht.

Eine quantitative Bestimmung der Abklingung war nicht möglich durchzuführen. Dazu wären größere gleichmäßig strahlende Flächen nötig, die ich nicht erhalten konnte. Es kann nur so viel gesagt werden, daß die Abklingung zuerst scheinbar schneller verläuft wie später. Sind die Steine stark abgeklungen, so wird durch erneute Bestrahlung ihre photographische Wirkung wieder regeneriert.

§ 4. Ein Intensitätsvergleich der photographischen Wirkungen von Probe Nr. 1—4, wie er in § 3 gegeben wurde, ist auch deshalb interessant, weil die Proben verschiedene Thermolumineszenzfähigkeit besitzen. Um diese zu vergleichen, wurden möglichst gleichgroße Stücke zusammen in einen elektrischen Tiegelofen, der auf etwa 300^0 C erhitzt war, gebracht: Der Chlorophan leuchtete bei weitem am stärksten mit einem prachtvollen Grün, die Fluorite von Wölsendorf und vom Säntis strahlten ziemlich gleich stark rosa[1]), ersterer etwas mehr. Die Probe Nr. 4 zeigte ein grünliches Licht von geringerer Intensität als das vom Chlorophan. Bekanntlich thermolumineszierт der Chlorophan auch schon bei Temperaturen[2]) von 25^0—30^0 (er kann schon durch die Wärme der Hand erregt werden), während man bei den anderen Proben auf etwa 100^0 gehen muß. Die nicht auf die Platte wirkenden Proben Nr. 5—7 und Nr. 9—11 thermolumineszieren etwa gleich stark, Nr. 8 dagegen weniger wie Nr. 2 und Nr. 4. Ein Zusammenhang zwischen der Thermolumineszenzfähigkeit und der beschriebenen Wirkung besteht demnach nicht, auch nicht etwa in dem Sinne, daß derjenige $CaFl_2$, der schon bei der niedrigsten Temperatur thermolumineszierт, auch die stärkste Wirkung auf die Platte ausübt.

1) Bei tieferen Temperaturen thermolumineszieren beide grünlich. Ist der Wölsendorfer Flußspat auf etwa 400^0 C erhitzt gewesen und darauf mit Funken zwischen *Zn*-Elektroden belichtet worden, so thermolumineszierт er schön blau. Diese letztere Beobachtung machte H. Becquerel auch für Chlorophan. C. R. **112**, 557, 1891.

2) E. Becquerel, La Lumière ses causes et ses effets, Paris 1867, 1, 45.

Dieses wird noch durch folgenden direkten Versuch erwiesen. Ein Wölsendorfer Fluorit wurde im Dunkeln 30′ lang auf 100^0 gehalten, wodurch er seine photographische Wirksamkeit verliert (§ 9). Darauf wurde er auf 40^0 gebracht und nun bei dieser Temperatur mit elektrischem Bogenlicht bestrahlt. Nachdem er sich im Dunkeln abgekühlt hatte, wurde er auf die photographische Platte aufgelegt und 48^h exponiert. Die sehr gleichmäßige Temperatur der Dunkelkammer betrug dabei $15{,}8^0$ C. Durch diese Versuchsanordnung ist eine Strahlung, hervorgerufen durch Thermolumineszenz, ausgeschlossen. Der Fluorit wirkte aber wie sonst auf die Platte ein, nur klang er etwas schneller ab.

Ebenso scheint kein direkter Zusammenhang zwischen der Intensität der sichtbaren Phosphoreszenz und der Stärke der photographischen Wirkung zu bestehen. Die Kristalle wurden dazu in einem einfachen Funkenphosphoroskop[1]) untersucht. Chlorophan phosphoreszierte schön grün oder blau, der Wölsendörfer Fluorit hellrosa bis bläulichrosa mit langsamem blauen Abklingen. Nach einer vorhergegangenen Erhitzung auf etwa 600^0 C und folgender Belichtung mit elektrischen Funken phosphoreszierte er bläulicher. Die Probe vom Säntis strahlte violettrosa bis weißlichrosa. Die Intensitäten des Phosphoreszenzlichtes verhielten sich etwa wie bei der Thermolumineszenz. Zu bemerken ist, daß sowohl bei der Phosphoreszenz als auch bei der Thermolumineszenz sich die einzelnen Stücke nicht gleichmäßig verhielten, selbst an dem gleichen Stücke kamen verschiedene Farben vor.

§ 5. Erregende Strahlung. Um festzustellen, welche Lichtwellen den beschriebenen Effekt hervorrufen, wurden vollkommen abgeklungene Steine durch verschiedene Filter[2]) hindurch, eventuell in Verbindung mit Wasserfilter zur Absorption der Wärmestrahlen, belichtet.

Die Ergebnisse sind folgende:

a) Der Wölsendorfer Flußspat wird durch den (ungefähren) Wellenbereich

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 500\,\mu\mu$ nicht erregt[3])
$\lambda = 500$ „ $\lambda = 470$ sehr schwach
$\lambda = 470$ „ $\lambda = 410$ gut } [5])
$\lambda = 380$ „ $\lambda = 340$[4]) gut }

1) Edgar Meyer, Notiz über ein einfaches Phosphoroskop. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **10**, 1908.

2) Als Filter wurden zum größten Teile die Flexoid-Lichtfilter nach Miethe benutzt. Ferner auch gewöhnliche, verschieden gefärbte Gelatine, ammoniakalische $CuSO_4$-Lösung, Kobaltglas, Quarz, Glas, Glimmer usw.

3) Bei den Versuchen mit längeren Wellen wurden panchromatische Platten von Lomberg verwandt.

4) Die Herstellung dieses Bereiches geschah vermittels eines Woodschen Ultraviolettfilters (bezogen von Leyboldt in Köln) in Verbindung mit einer Kobaltglasscheibe. Vergl. hierüber: R. W. Wood, diese Zeitschr. **4**, 337, 1903 und A. Kalähne, diese Zeitschr. **5**, 415, 1904.

5) Diese beiden Bereiche erregen fast gleich stark.

Die Strahlung der Quarzquecksilberlampe erregt sehr stark.

Elektrische Funken zwischen *Zn*-Elektroden erregen am stärksten.

b) Bei dem Flußspat vom Säntis erregten:

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 555\,\mu\mu$ nicht
$\lambda = 555$ „ $\lambda = 470$ gut
$\lambda = 470$ „ $\lambda = 410$ sehr gut.

c) Der Chlorophan wurde erregt durch:

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 470\,\mu\mu$ nicht
$\lambda = 470$ „ $\lambda = 410$ gut.

Bei dem Vergleich dieser Resultate sieht man, daß eine einfallende Strahlung die Flußspate um so mehr erregt, je weiter sie nach dem Ultraviolett hin reicht. Bemerkenswert ist, daß der Fluorit vom Säntis auch schon durch Strahlung von etwa $\lambda = 555\,\mu\mu$ an erregt wird, bei ihm reicht also die Erregungsgrenze am weitesten in das sichtbare Gebiet hinein.

Bekanntlich haben die roten und ultraroten Strahlen die Eigenschaft, daß sie bei vielen Körpern (nach einer vorhergehenden Anfachung) die Phosphoreszenz auslöschen. Dieses ist auch hier der Fall. Nach Erregung eines Kristalls wurde seine eine Hälfte im Dunkeln gehalten, die andere nochmals mit Licht von $\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $595\,\mu\mu$ bestrahlt. Es zeigte sich dann, daß die nachher noch mit rotem Licht bestrahlte Seite die photographische Platte weniger geschwärzt hatte, wodurch also eine auslöschende Wirkung des Bereiches $\lambda = 750 - 595\,\mu\mu$ angezeigt wird.

§ 6. Einfluß der Belichtungsdauer. Mit der Dauer der erregenden Strahlung wächst auch die Intensität der ausgesandten Energie. Doch gilt dieses nur für kurze Zeiten. Hat die Erregungsdauer einen gewissen Betrag überschritten, so übt eine weitere Erregung keine Wirkung mehr aus. Als Beispiel sei folgendes angeführt. Ein Wölsendorfer Fluorit gibt bei einer erregenden Strahlung $\lambda = 410$ bis $470\,\mu\mu$ und einer Belichtungsdauer von 5″ bei 71^h Exposition keine Wirkung, bei einer Belichtungsdauer von 30″ bei 47^h Exposition eine geringere Wirkung als bei einer Belichtungsdauer von 60″ bei 47^h Exposition. Noch stärker wird die Wirkung bei einer Belichtungsdauer von 600″. Bei dem Fluorit vom Säntis macht es keinen Unterschied mehr, ob er 22′ oder 45′ bestrahlt wurde. Um von dem Einfluß der Belichtungsdauer frei zu sein, wurde daher mindestens 30′, meistens aber 45′ bestrahlt[1]).

§ 7. Ausgesandte Strahlung. Um festzustellen, welcher Art die von den Fluoriten ausgesandte Strahlung sei, wurde wie folgt verfahren. Nachdem die Stücke im allgemeinen mit Bogenlicht, also mit $\lambda = 750 - 250\,\mu\mu$, bestrahlt worden waren, wurden sie wieder auf die photographische Platte, aber unter Zwischenschaltung verschiedener Filter, aufgelegt.

Daß chemische Einwirkung ausgeschlossen ist, wurde dadurch bewiesen, daß die ganze Platte mit Glimmer oder Glas bedeckt wurde. Auch durch diese Filter hindurch bildeten sich die Steine mit allen Details[1]) ab.

Als undurchlässig erwiesen sich: schwarzes Papier sowie *Al*-Folie von etwa 0,002 mm Dicke (auch bei 60 tägiger Exposition).

Wenig durchlässig war Kobaltglas von 2,25 mm Dicke.

Gut durchlässig in abnehmender Reihenfolge zeigten sich: Quarz (1 mm), farblose Gelatine (0,07 mm), Glas (1 mm), Glimmer (0,08 mm).

Durch passende Verwendung dieser, sowie der in § 5 erwähnten Filter konnte festgestellt werden, daß:

a) der Wölsendorfer Flußspat Strahlung aussendet von

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 515\,\mu\mu$ nicht
$\lambda = 515$ „ $\lambda = 410$ wenig
$\lambda = 410$ „ $\lambda = 340$ viel
$\lambda < 340$ noch etwas, was daraus geschlossen wurde, daß Glas etwas mehr absorbierte als Quarz;

b) der Fluorit vom Säntis strahlt von

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 595\,\mu\mu$ nicht
$\lambda = 595$ „ $\lambda = 470$ gut
$\lambda = 470$ „ $\lambda = 410$ gut
$\lambda = 410$ „ $\lambda = 340$ sehr gut.

Auch bei diesen Versuchen wurden bei den längeren Wellen wieder die auch rotempfindlichen panchromatischen Platten von Lomberg verwandt.

Es hat sich also ergeben, daß die von dem Wölsendorfer $CaFl_2$ ausgesandte Strahlung zum größeren Teile im Ultraviolett liegt (etwa $\lambda = 410 - 340\,\mu\mu$), im sichtbaren Gebiet reicht sie aber noch bis etwa $\lambda = 500\,\mu\mu$. Die Strahlung der Varietät vom Säntis reicht etwas weiter nach längeren Wellen (bis etwa $\lambda = 590\,\mu\mu$).

§ 8. Das Stokessche Gesetz scheint gültig zu sein. Dieses geht schon allgemein aus einer Vergleichung der Zahlen von § 5 und § 7 hervor, wird aber noch durch folgende Versuche erwiesen.

1. Ein Stück vom Säntis wurde eine Stunde lang durch ein gelbgrünes Filter, durchlässig von $\lambda = 470 - 700\,\mu\mu$, in Verbindung mit einem Wasserfilter mit Bogenlicht bestrahlt. Nach § 5 wird hierdurch der Fluorit erregt. Wurde hierauf bei der Exposition zwischen dem $CaFl_2$ und der Platte ein Gelatinefilter gebracht, das

1) Sehr bemerkenswert ist, daß J. Precht (Wied. Ann. 61, 347, 1897) bei Flußspat, der durch Röntgenstrahlen erregt wurde, ein Anwachsen der Fluoreszenz mit der Zeit beobachtete.

1) Wenn natürlich die Dicke der Filter sehr groß war, etwa 4 mm Glas, so bekam man ein verschwommenes Bild.



nur von $\lambda = 410-470\,\mu\mu$ durchlässig war, so entstand unter dem Filter keine Schwärzung der Platte. Fig. 8 zeigt dieses Resultat (Exposition 240 Stunden). Zum Vergleiche dient Fig. 9 (48 Stunden exponiert), die zeigt, was dasselbe Filter durchläßt, wenn der Stein mit $\lambda = 750-250\,\mu\mu$ erregt wurde.

2. Erregt man den Wölsendorfer $CaFl_2$ mit $\lambda = 750-250\,\mu\mu$, so absorbiert Glas (1 mm) stärker als Quarz (1 mm). Bei einer Erregung jedoch durch $\lambda = 470-410\,\mu\mu$ ist zwischen der Absorption von Glas und Quarz kein Unterschied zu erkennen; dieses besagt, daß im zweiten Falle keine Strahlung kleiner als etwa $\lambda = 340\,\mu\mu$ ausgesandt wurde.

§ 9. Einfluß einer Erhitzung. Interessante Resultate ergeben sich, wenn man die Steine nach der Belichtung erwärmt. Hält man sie etwa 20′ lang auf 98,5°, so wirken sie nicht mehr auf die Platte ein, selbst bei Expositionszeiten von 38 Tagen, werden aber durch erneute Bestrahlung mit Tages- oder Bogenlicht wieder erregt.

Ist man aber bei der Erhitzung, z. B. bei dem Wölsendorfer $CaFl_2$, bis etwa 230° bis 260° C gegangen, so ist der Effekt wieder verschwunden; es ist aber jetzt nicht mehr möglich, den Stein durch Tageslicht oder Bogenlicht zu erregen; es scheint also, als ob bei dieser Temperatur eine Änderung in dem Flußspate vor sich ginge. Nur mit Funken oder der Quarzquecksilberlampe ist eine erneute Erregung immer möglich. Dieselbe tritt auch ein, wenn die Steine auf helle Weißglut erhitzt worden waren, wobei sie ihre blaue Farbe vollkommen verloren und ganz weiß wurden. Bei einer Erhitzung auf 250° C behalten die Steine ihre Farbe, es ist kein Hellerwerden zu beobachten. Zu bemerken ist, daß die Abklingung der durch Funken neu erregten Strahlung durch die vorhergegangene Erhitzung auf helle Rotglut nicht merklich beeinflußt wird.

Wird ein Stück eines Wölsendorfer Kristalls nach der Erhitzung auf über 250° C lange Zeit intensiv mit Funken zwischen *Zn*-Elektroden bestrahlt, so zeigt es sich nach vollkommener Abklingung vielleicht wieder etwas empfindlicher für Bogenlicht. Diese Regenerierung ist aber jedenfalls sehr gering[1]).

Es wurde auch die Phosphoreszenz der Kristalle parallel diesen Erhitzungsversuchen im Funkenphosphoroskop untersucht. Es zeigte sich jedoch, daß die Phosphoreszenzfähigkeit sich nicht wesentlich ändert, auch wenn der Kristall stark geglüht und dadurch weiß geworden war.

§ 10. Die von dem Wölsendorfer und dem Säntis-Fluoriten ausgehende Strahlung rührt von der in den Kristallen bei der Belichtung aufgespeicherten Energie her, die sich als sichtbares Licht bei der Thermolumineszenz offenbart. Wenn dieses schon aus dem in § 3 Mitgeteilten hervorgeht, so beweisen das noch folgende Versuche:

a) Von einem Wölsendorfer Fluorit, der 214 Tage im Dunkeln gelegen hatte, wobei seine photographische Wirksamkeit stark abgeklungen war, wurden zwei möglichst gleich große Stücke abgebrochen und zusammen in einen elektrischen Tiegelofen gebracht, der auf 160° C gehalten wurde. Das eine Stück wurde aber kurz vor dem Versuche 30′ mit Bogenlicht bestrahlt. Es zeigte sich, daß die Thermophosphoreszenz des nicht bestrahlten Kristalls sehr viel später sichtbar wurde und dann auch bei weitem nicht so hell war wie die des bestrahlten.

b) Zwei ebensolche Wölsendorfer Fluorite, die aber schon einmal auf 264° C erhitzt worden waren, wurden wie unter a) behandelt. Der eine Stein war vor dem Versuch mit Bogenlicht, der andere mit elektrischen Funken bestrahlt worden. Jetzt zeigte sich, daß der erstere überhaupt nicht oder kaum thermolumineszierte, der letztere aber gut[1]). Erst bei 400° thermolumineszierte das mit Bogenlicht bestrahlte Stück gut, aber immer noch schwächer als das mit Funken belichtete.

Man sieht also, daß hier immer die photographische Wirkung parallel der aufgespeicherten Energie verläuft, wie sie sich in der Thermolumineszenz bei niedrigerer Temperatur zeigt. Nach § 9 wirkt ja ein einmal auf 264° C erhitzt gewesener Wölsendorfer Fluorit nach Bestrahlung mit Bogenlicht nicht mehr auf die Platte ein, wohl aber bei Erregung mit Funkenlicht.

Ein analog ausgeführter Versuch mit dem grünen Fluorit Nr. 11 ergab auch eine starke Abnahme der Thermolumineszenz in 132 Tagen Dunkelzeit. Da aber dieser Kristall nach § 2 nicht auf die Platte einwirkt, so muß hier die aufgespeicherte Energie ebenso wie bei den Proben Nr. 5—10 in anderer Form, vielleicht als Wärme ausgegeben werden.

§ 11. Um zu untersuchen, ob auch noch nie belichteter Wölsendorfer Fluorit strahlt, wurde ein größeres Stück im Dunkeln durch-

1) Vielleicht steht hiermit in Zusammenhang, daß, wie Th. J. Pearsall gefunden hat, Flußspat sich unter Einwirkung von Funken blau färbt. J. Roy. Instit. **1**, 77, 267, 1831.

1) Auch ein bis zur Weißglut erhitzter Wölsendorfer $CaFl_2$ erhält durch Funkenbelichtung seine Thermolumineszenzfähigkeit wieder. Ein ähnliches Verhalten ist für verschiedene Flußspatarten gefunden worden von: J. Ph. Dessaignes, Journ. de phys. de chim. et d'histoire natur. **68**, 444, 1809. Pl. Heinrich, Die Phosphoreszenz der Körper . . . II. Abhandl. 1812, S. 238. Th. J. Pearsall, Pogg. Ann. **20**, 252, 1830. — Dasselbe finden bei Bestrahlung mit elektrischer Büschelentladung und Röntgenstrahlen, nicht für Magnesium und Sonnenlicht: J. Trowbridge u. J. E. Burbank, Phil. Mag. (5) **45**, 100, 1898. — Dasselbe für Radiumbestrahlung: H. Becquerel, C. R. **129**, 912, 1899. Vergl. auch H. Kayser, Handbuch IV, § 454, S. 690.



gebrochen und nun die natürliche Bruchfläche der Platte exponiert. Bei einer Exposition von 60 Tagen bemerkte man tatsächlich eine sehr geringe Schwärzung[1]). Zur Erklärung dieser Erscheinung mag folgendes dienen: Wenn man von undurchsichtigem Material große Blöcke nimmt, sie im Dunkeln zerschlägt und die innersten Teile, welche also nie Licht erhalten haben, erhitzt, so thermolumineszieren sie auch; sie enthalten also aufgespeicherte Energie. E. Wiedemann[2]) will darin eine vorhergehende Erregung durch die Strahlen sehen, welche von dem im Erdinnern vorhandenen Radium ausgehen. Hiermit würde auch folgendes übereinstimmen: Da violetter $CaFl_2$, der durch Erhitzen auf Rotglut entfärbt worden ist, durch Radium wieder gefärbt wird, so meint Berthelot[3]), daß auch in der Natur der blaue Fluorit dem Radium seine Farbe verdanke.

§ 12. Photoelektrischer Effekt. Von Elster und Geitel[4]) ist nachgewiesen worden, daß der Wölsendorfer Fluorit photoelektrisch wirksam ist, und daß bei vielen Substanzen die photoelektrische Wirksamkeit der Phosphoreszenzfähigkeit parallel läuft. Es wurde daher untersucht, ob etwa auch der photoelektrische Effekt bei den Proben Nr. 1—4 der hier beschriebenen Strahlung parallel verläuft. Es ist dies aber nicht der Fall, denn die Größe des Photoeffekts ist bei allen Arten Nr. 1—4 ziemlich gleich, bei Nr. 1 sogar etwas kleiner.

§. 13. Wie in § 7 gezeigt worden ist, wird von den untersuchten Fluoriten zum größten Teile ultraviolettes Licht ausgesandt. Ob dieses nun aus einem kontinuierlichem Spektrum besteht oder nicht, konnte bei der schwachen Strahlung nicht untersucht werden. Anzunehmen ist aber, daß man es mit einem diskontinuierlichen Spektrum zu tun hat, da schon von de Watteville[5]) gefunden wurde, daß das durch Funken erregte Phosphoreszenzspektrum des Flußspats auch aus scharfen Linien im Ultraviolett besteht[6]).

Die hier beschriebenen Versuche stehen auch in einem gewissen Zusammenhange mit einem Resultat, das früher Lenard und Klatt[1]) gefunden haben. Nach diesen Beobachtern verhält sich Flußspat etwas anders als die übrigen Phosphore. Wenn man ihn auf konstanter höherer Temperatur, z. B. 90° C gehalten hat, bis er nicht mehr phosphoresziert, läßt ihn sich im Dunkeln abkühlen und erhitzt ihn wieder auf 90° C, so gibt er von neuem Licht, wenn auch schwächeres, und dasselbe kann man mehrere Male wiederholen, bevor das Leuchten ganz wegbleibt. Lenard und Klatt erklären dies durch die Annahme, der Flußspat sende außer dem sichtbaren auch ultraviolettes Licht aus, welches viel langsamer abklinge und sichtbares Phosphoreszenzlicht zu erregen vermöge. Ist er also bei 90° scheinbar dunkel geworden, so strahlt er in Wahrheit noch Ultraviolett aus, wovon ein Teil durch den Kristall selbst wieder aufgespeichert wird und beim nächsten Erwärmen als sichtbares Licht zum Vorschein kommt.

Wenn sich diese Versuche von Lenard und Klatt auch auf blaue Varietäten beziehen, was aus der Arbeit hervorzugehen scheint, so wird durch die vorliegenden Versuche die obige Hypothese nur teilweise gestützt. Der Erhitzungsversuch auf 98,5° in § 9 würde ihr widersprechen.

§ 14. Was die verwendeten Plattensorten betrifft, so ist folgendes zu sagen: Gewöhnliche Platten von Lumière eignen sich am besten zu den Versuchen, weniger empfindlich sind die orthochromatischen (grün-gelb empfindlichen) Platten von Lumière und die Perortoplatten (grün-Siegel) von Perutz. Gut zu verwenden sind ferner auch die panchromatischen (auch gut rot empfindlichen) Platten von Lomberg (in Langenberg, Rheinland). Gar keine Wirkung zeigen merkwürdigerweise Platten von Smith.

§ 15. Zusammenfassung. Es ist gezeigt worden, daß einige blau gefärbte, stark thermolumineszierende Flußspatarten, besonders die von Wölsendorf und vom Säntis, nach einer vorhergegangenen Belichtung während der langsamen Abklingung der Thermolumineszenz bei gewöhnlicher Temperatur eine zum größten Teil ultraviolette Strahlung aussenden. Diese Strahlung, die allmählich abklingt, konnte bisher noch nach 150 Tagen Dunkelzeit nachgewiesen werden. Bei einer Erhitzung auf 230° bis 260° C verlieren die Fluorite diese Eigenschaft für Bestrahlung mit Tages- und Bogenlicht. Funkenlicht sowie die Strahlung der Quarzquecksilberlampe ruft aber den Effekt immer wieder hervor, auch wenn die Fluorite auf helle Rotglut erhitzt waren. Welches die wahrscheinliche innere

1) Man könnte hier an eine Erregung durch die bei dem Brechen auftretende Tribolumineszenz denken. Doch widerspricht dem, daß Schleifen einer solchen Fläche, wobei starke Tribolumineszenz entsteht, den Effekt nicht merklich steigert.

2) Siehe Kayser, Handbuch IV, S. 669.

3) P. E. Berthelot, C. R. **143**, 477, 1906.

4) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **44**, 722, 1891.

5) C. de Watteville, C. R. **142**, 1078, 1906.

6) Ferner fand G. Urbain (C. R. **143**, 825, 1906), daß Chlorophan unter Kathodenstrahlen ein diskontinuierliches Spektrum aussendet, das ebenfalls Ultraviolett enthält. P. Schuhknecht (Diss. Leipzig 1905) fand dasselbe für Erregung durch Röntgen- und Kathodenstrahlen. A. Winkelmann und R. Straubel (Wied. Ann. **59**, 336, 1896) finden ultraviolette Strahlung bei Flußspatkristallen, die durch Röntgenstrahlen erregt sind, wohingegen W. Radeboldt (Diss. Rostock 1903) bei Erregung seiner Flußspatkristalle durch Röntgenstrahlen nur sichtbares Licht nachweisen konnte.

1) Ph. Lenard und F. Klatt, Ann. d. Phys. **15**, 458, 1904; vergl. auch Kayser, Handbuch IV, S. 669.

Ursache[1]) der Erscheinung ist, muß wegen des Mangels einer guten Theorie der Phosphoreszenz dahingestellt bleiben.

Zürich, im September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

Diskussion.

Kayser: Ist dafür gesorgt, daß bei den sehr langen Expositionen von 60 Tagen usw. die Temperatur die gleiche gewesen ist?

Meyer: Ich bin bei dem Vortrage auf diesen Punkt nicht näher eingegangen, in der Arbeit ist Genaueres darüber zu finden[2]). Der Effekt hat aber nichts mit Thermolumineszenz zu tun. Das geht z. B. aus folgendem hervor: Ich habe eine ganze Reihe von Flußspaten untersucht, unter anderen auch den bekannten Chlorophan, der schon Thermolumineszenz bei ganz geringer Temperaturerhöhung zeigt. Dieser müßte, falls Ihr Einwand zutrifft, eine bedeutend stärkere Wirkung ausüben wie der Wölsendorfer Fluorit; das ist aber nicht der Fall. Die Temperatur, bei der Thermolumineszenz eintritt, läuft im allgemeinen nicht parallel dieser photographischen Wirkung.

Kayser: Das könnte auf einer Differenz des ausgesandten Lichtes beruhen. Der Chlorophan könnte nicht wirksames Licht aussenden, etwa grünes und dieser blaues. Die Sache ist also sehr kompliziert.

Meyer: Von Urbain ist nachgewiesen worden, daß das Phosphoreszenzspektrum des Chlorophans auch in das Ultraviolette hineinreicht. Es ist aber auch nach dem, was über Phosphoreszenz bekannt ist, äußerst wahrscheinlich, daß das Spektrum des Lumineszenzlichtes bei einer Temperaturerhöhung von etwa 20^0 noch keine allzugroßen Unterschiede zeigt. Bei 35^0 sendet aber der Chlorophan Strahlen aus, die auf die Platte einwirken. Ich habe aber auch panchromatische bis ins Rot empfindliche Platten gebraucht, um zu sehen, ob etwa Licht von größerer Wellenlänge ausgesandt würde. Es ist dies jedoch nicht der Fall. Im Bereiche von 750 bis 590 $\mu\mu$ strahlt der Clorophan nicht.

Ob eventuell extrem kurzwelliges oder sehr langwelliges Licht ausgesandt wird, kann ich nicht sagen. Extrem langwelliges Licht ist ja aber bekanntlich nicht sehr wahrscheinlich.

(Eingegangen 2. Oktober 1908.)

1) Von Siedentopf (Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 621, 1907; diese Zeitschr. **8**, 851, 1907) ist nachgewiesen worden, daß sich auf frischen Spaltflächen von Flußspat durch subtraktive Färbung mit Kathodenstrahlen metallisch glänzende Überzüge von *Ca* herstellen lassen. Es konnte daher vermutet werden, daß vielleicht die beschriebene Wirkung auf eine an der Oberfläche ausgeschiedene sehr dünne *Ca*-Schicht zurückzuführen sei. Ein Versuch zeigte aber, daß das wahrscheinlich nicht der Fall ist. Nachdem ein Wölsendorfer Stück stark mit Bogenlicht bestrahlt worden war, wurde es mit Salzsäure und Wasser behandelt, um das eventuell ausgeschiedene *Ca* fortzubringen. Die photographische Wirksamkeit des $CaFl_2$ wurde aber durch diese Behandlungsweise nicht im geringsten geändert.

2) Vergl. § 4.

Heinrich Willy Schmidt und Paul Cermak (Gießen), Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen.

Von verschiedenen Seiten sind im Laufe der letzten Jahre Untersuchungen angestellt worden, ob die Umwandlungsgeschwindigkeit radioaktiver Substanzen durch die Temperatur beeinflußt würde.

H. L. Bronson[1]) maß die γ-Strahlung eines in ein Quarzröhrchen eingeschmolzenen Radiumpräparates und konnte während des Erhitzens bis 1600^0 C keine über 1 Proz. (seine mögliche Fehlergrenze) betragende Strahlungsänderung finden.

Makower[2]) hat in Quarz eingeschmolzene Emanation bis 1200^0 C erhitzt und die β-Strahlung vor und nach dem Erhitzen beobachtet. Dabei konnte er nach dem Abkühlen eine Verminderung der Aktivität feststellen, die nach fünf Stunden wieder verschwand. Diese Untersuchung wurde von Makower und Ruß[3]) fortgesetzt. Diese Forscher kamen zu dem Schlusse, daß beim Erhitzen die Zerfallskonstante von Radium B oder Radium C eine Änderung erleidet.

W. Engler[4]) hat in Quarzröhrchen eingeschmolzene aktivierte Drähte und Emanation untersucht und gibt als Resultat seiner Messungen an, „daß die radioaktiven Erscheinungen einen Temperaturkoeffizienten haben und daß durch Temperaturerhöhung die Umwandlungsprozesse von $Ra\ A$, B und C beschleunigt werden".

Wie Engler aber zu diesem Schlusse kommt, geht nicht aus seiner Arbeit hervor. Er findet nämlich beim Erhitzen stets eine Aktivitätsverminderung der aktivierten Drähte, die auch nach Aufhören der Erhitzung bestehen bleibt. Bei seinen Versuchen mit eingeschmolzener Emanation hingegen ist beim Erhitzen anfänglich eine Zunahme der Aktivität nachzuweisen; nach einer hinreichend langen Zeit (ca. 2—3 Stunden) wird dann der normale Wert wieder erreicht.

Schließlich hat der eine von uns[5]) die Halbwertszeit von Radium C mit Hilfe der γ-Strahlung bei Zimmertemperatur und Temperaturen

1) H. L. Bronson, Chem. News **95**, 39, 1907.
2) W. Makower, Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 241, 1906.
3) W. Makower und S. Ruß, Proc. Roy. Soc. (A) **79**, 158, 1907.
4) W. Engler, Freiburger Diss. 1908; Ann. d. Phys. (4) **26**, 483, 1908.
5) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **9**, 113, 1908.

bis zu 1300° C untersucht und keine Veränderung der Zerfallsgeschwindigkeit nachweisen können. Auch die Abklingungskurve eines aktivierten Platindrahtes war bei 1300° C genau wie bei Zimmertemperatur.

Die Folgerungen der verschiedenen Beobachter stehen zum Teil in direktem Gegensatze zueinander. Vor allem ist auffällig, daß die Beobachter der harten γ-Strahlung keinen, hingegen die Beobachter der β-Strahlung einen recht bedeutenden Einfluß der Temperatur feststellen konnten. Z. B. spricht auch Engler davon, daß bei einem beiläufig ausgeführten Versuche mit sehr harten Strahlen eine kaum wahrnehmbare Änderung der Strahlung stattfand.

Bevor wir diese scheinbaren Widersprüche zu erklären versuchen, wollen wir uns darüber klar werden, was beim Erhitzen radioaktiver Substanzen eintreten kann. Es sind verschiedene Möglichkeiten denkbar:

1. Es kann eine Beeinflussung der Strahlungsintensität allein stattfinden; es kann z. B. bei Temperaturerhöhung die γ-Strahlung ungeändert bleiben, während die α- oder β-Teilchen mit einer kleineren oder größeren Geschwindigkeit weggeschleudert werden und deshalb im umgebenden Gase mehr oder weniger Ionen erzeugen. Ist das der Fall, so muß die Intensität der α- und β-Strahlen während des Erhitzens eine andere sein, als vor und nach dem Erhitzen. Nach dem Erhitzen muß aber der Wert der Strahlungsintensität genau so groß sein wie vorher. Nach dem vorliegenden Beobachtungsmaterial scheidet dieser Fall aus, da von Makower, Makower und Ruß und Engler eine Änderung der gemessenen Strahlungsintensität nach dem Erhitzen festgestellt ist.

2. Es kann eine Beeinflussung der Zerfallsgeschwindigkeit allein stattfinden, z. B. kann durch Temperaturerhöhung die Geschwindigkeit des Atomzerfalls vergrößert werden.

Was in diesem Falle eintritt, ist aus der folgenden Überlegung zu erkennen. Die Anzahl der vorhandenen radioaktiven Atome einer einheitlichen radioaktiven Substanz, etwa *Ra C*, sei zu einer bestimmten Zeit N_t. Dann gilt für die während der Zeiteinheit zerfallenden Teilchen n_t:

$$n_t = \lambda N_t,$$

wo λ die Zerfallskonstante bedeutet. Wird jetzt zur Zeit t plötzlich die Zerfallskonstante geändert, so wird

$$n_t' = \lambda' N_t,$$

wo n_t' und λ' von n_t und λ verschieden sind, N_t dagegen in beiden Gleichungen denselben Wert hat. Es ist also

$$N_t = \frac{n_t}{\lambda} = \frac{n_t'}{\lambda'},$$

d. h. die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome ist direkt proportional der Zerfallsgeschwindigkeit. Wenn also plötzlich der Atomzerfall schneller vor sich geht, so wird ebenfalls die gemessene Strahlungsintensität plötzlich ansteigen.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 1 dargestellt. Es ist dieser Abklingungskurve eine

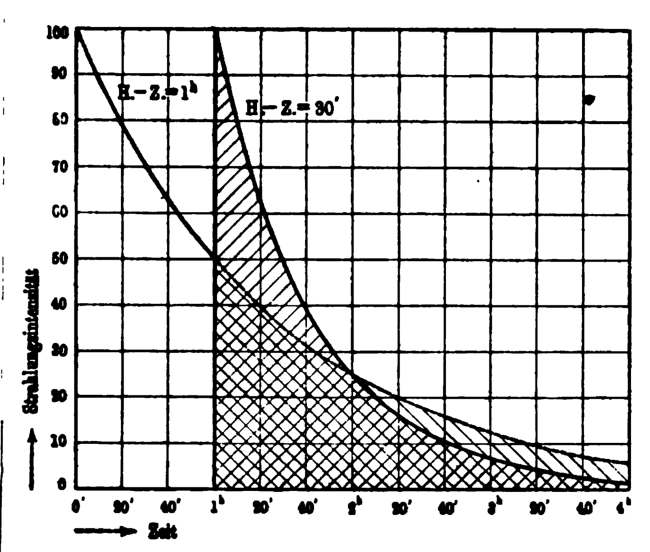


Fig. 1.

anfängliche Halbwertszeit von 1 Stunde zugrunde gelegt. Bei $t = 1^h$ soll die Zerfallsgeschwindigkeit plötzlich auf den doppelten Wert anwachsen. Dann springt die gemessene Strahlung ebenfalls auf den doppelten Wert, um dann mit einer Halbwertszeit von 30′ abzuklingen. Die Flächenstücke, die von der Abszissenachse, von der Ordinate $t = 1^h$ und von den Abklingungskurven begrenzt werden (und in Fig. 1 schraffiert gezeichnet sind), sind einander gleich, weil durch sie die gesamte zur Zeit t vorhandene Anzahl der in Frage kommenden radioaktiven Atome dargestellt wird und diese selbstverständlich unveränderlich ist.

Wird durch Temperaturänderung eine Verlangsamung der Zerfallsgeschwindigkeit herbeigeführt, so tritt eine anfängliche Verminderung der Strahlungsintensität ein. Die Intensität klingt dann langsamer ab.

Haben wir ein Gemisch radioaktiver Substanzen, von denen mehrere in ihrem Zerfall durch Temperaturerhöhung beeinflußt werden, so muß einer Aktivitätszunahme beim Erhitzen stets eine Aktivitätsabnahme beim Abkühlen die Wage halten.

Wir wollen der Einfachheit halber zuerst annehmen, daß eine langsam zerfallende Substanz, z. B. ein festes Radiumpräparat oder Radiumemanation, mit seinen schnell zerfallenden Produkten im Zustande des radioaktiven Gleichgewichts vorhanden ist und das letzte der

Produkte, also *Ra C*, die ionisierenden Strahlen aussendet und in seiner Umwandlungsgeschwindigkeit durch Temperaturerhöhung beeinflußt wird. Dann muß bei einer Beschleunigung des Zerfalls eine anfängliche Zunahme der Strahlungsintensität eintreten. Da nach kürzerer oder längerer Zeit, je nach der Halbwertszeit der beeinflußten Substanz, sich ein neuer Gleichgewichtszustand herstellt, bei dem die Anzahl der entstehenden Atome (angenähert) gleich der Anzahl der verschwindenden ist, so nimmt die Strahlungsintensität allmählich den normalen Wert an. Wird jetzt die Temperatur plötzlich erniedrigt, so nimmt die Strahlungsintensität erst plötzlich ab und wächst dann wieder langsam auf den normalen Wert an.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 2 dargestellt. Die Kurve ändert sich nur unwesentlich, wenn

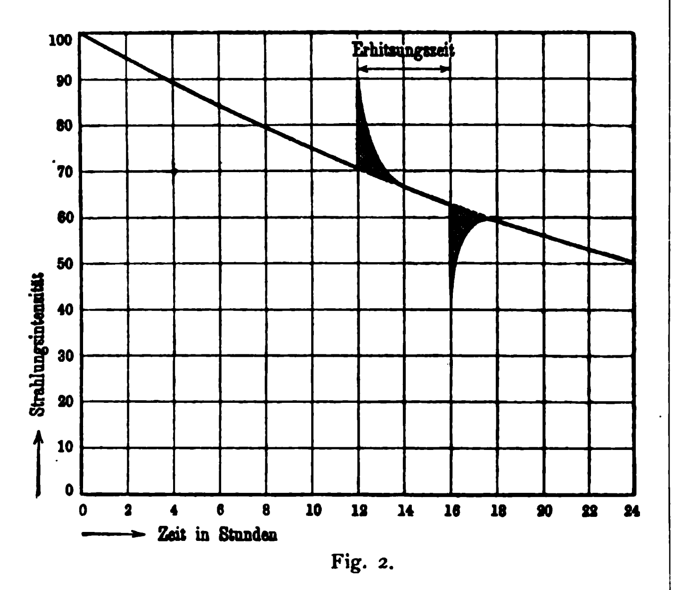


Fig. 2.

mehrere oder nicht das letzte der radioaktiven Produkte in ihrem Zerfall beeinflußt werden. Da durch Erhitzen und darauf folgendes Abkühlen die Anzahl der während einer genügend langen Zeit zerfallenden Atome nicht geändert werden kann, so müssen die Flächenstücke, die durch die Verlängerung der normalen Kurve und die Intensitätskurve eingerahmt werden (die in Fig. 2 schraffiert sind), einander gleich sein. Wenn wir also beim Erhitzen irgendeine anfängliche Aktivitätszunahme erhalten, so muß, wenn sich die Erscheinung durch eine Änderung der Zerfallsgeschwindigkeit erklären lassen soll, beim Abkühlen eine entsprechende Aktivitätsverminderung eintreten.

Auf den ersten Blick will es scheinen, als ob die Englerschen Kurven, die in Fig. 3 abgedruckt sind, der Kurve der Fig. 2 entsprächen. Engler hatte bei den hier in Frage kommenden Versuchen Radiumemanation in ein Quarzröhrchen eingeschmolzen und die Änderung der β-Strahlung während des Erhitzens beobachtet. Er fand dabei eine Erhöhung der Strahlungsintensität, die aber nicht auf den anfänglichen Wert herabging, sondern während der Dauer des Erhitzens anhielt. Und dies läßt sich nicht durch eine Beeinflussung der Umwandlungsgeschwindigkeit einer der in Frage kommenden Substanzen deuten. Ebenfalls sind die Englerschen Versuche mit aktivierten Drähten nicht dadurch zu erklären, daß die Wandlungsgeschwindigkeiten von *Ra B* oder *Ra C* durch erhöhte Temperatur vergrößert wird. Denn bei einer durch Temperaturerhöhung bedingten Beschleunigung des Zerfalls von *Ra C* müßte die Abklingungskurve anfangs über, später unter die normale Kurve zu liegen kommen. Die Abklingung wird nach einigen Stunden genau wie bei der normalen Abklingungskurve vor sich gehen. — Bleibt *Ra C* unbeeinflußt, wird aber der Zerfall von *Ra B* beschleunigt, so wird ein allmähliches Anwachsen der harten

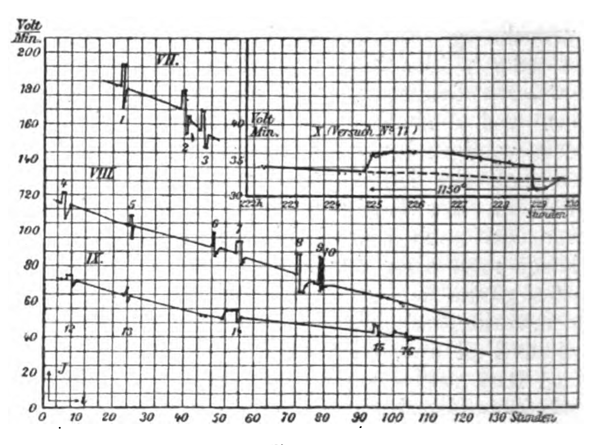


Fig. 3.

β-Strahlenintensität nachzuweisen sein. Nach einiger Zeit wird die Abklingung schneller vor sich gehen, als unter normalen Verhältnissen. Auf jeden Fall muß das von der Ordinaten- und Abszissenachse und der Abklingungskurve eingerahmte Flächenstück bei irgendwelchen Veränderungen der Zerfallskonstante dieselbe Größe behalten.

3. Es kann eine Beschleunigung der Strahlungsintensität und der Zerfallsgeschwindigkeit eintreten.

Dann müssen sich die unter 1. und 2. beschriebenen Erscheinungen überlagern. Man wird nach dem bisher Gesagten verhältnismäßig einfach die „dauernden" und „anfänglichen" Veränderungen auseinander halten können.

Neben diesen direkten Einflüssen der Temperatur auf Strahlung und Zerfall sind noch andere Einflüsse denkbar, durch die eine Änderung der gemessenen Strahlungsintensität herbeigeführt

werden kann. Das ist z. B. möglich durch eine Änderung der Strahlungsverteilung oder durch eine Änderung der Absorptionsfähigkeit der das Präparat umgebenden Materie. Man darf deshalb aus einer Veränderung der gemessenen Strahlungsintensität noch lange nicht auf eine Veränderung der radioaktiven Konstanten eines Radioelementes schließen.

Bei Temperaturerhöhung verdampft das eine oder andere der Radiumprodukte. Dadurch verändert sich die Strahlenverteilung und es werden mehr oder weniger Strahlen in das Meßgefäß gelangen. Bei Röhrchen von langgestreckter Form, in denen die radioaktiven Substanzen erhitzt werden, kann sich eine solche Änderung recht deutlich nach außen bemerkbar machen. Aber es ist auch noch der Fall möglich, daß die verdampfte Substanz in die glühenden Röhrenwände hinein und eventuell durch sie hindurch diffundiert. Dann kann, je nach den Versuchsbedingungen, im Meßgefäß eine Erhöhung oder Erniedrigung der Strahlenintensität gemessen werden. Die Abweichung vom normalen Werte kann nach Aufhören des Erhitzens im gleichen Sinne bestehen bleiben (Englers Versuche mit aktivierten Drähten) oder sich verändern und allmählich verschwinden, so daß nach genügend langer Zeit der normale Wert wieder erreicht wird. (Englers Versuche mit Emanation.) Das wird ganz davon abhängen, ob die beeinflußte radioaktive Materie allein vorhanden ist oder ob sie sich aus einer anderen Substanz bildet, die beim Erhitzen nicht durch die Wände diffundiert.

Unserer Ansicht nach erklären sich die bisher ausgeführten Versuche völlig dadurch, daß bei hohen Temperaturen *RaB* oder *RaC* oder beide Substanzen (eventuell auch *RaA*) durch die Quarzwände diffundieren und daß vielleicht auch das Absorptionsvermögen des Quarzes bei erhöhter Temperatur eine Vergrößerung erfährt.

Bei den von uns angestellten Versuchen kam es zunächst auf den Nachweis an, daß je nach der Stellung des Ionisierungsgefäßes, nach der Art der benutzten Strahlen die gemessene Strahlungsintensität ganz verschieden beeinflußt wird. Unsere Versuchsanordnung ist in Fig. 4 skizziert. Bei *Ra* befindet sich ca. 0,8 mg reines Radiumbromid, das in ein evakuiertes Quarzröhrchen von 8 mm Länge und 5 mm Durchmesser eingeschmolzen ist. Das Röhrchen liegt in einem etwas weiteren Rohre aus Platin von ca. 0,003 mm Wandstärke, 15 mm Länge und 6,5 mm Durchmesser. Das dünne Platinrohr wurde nach dem Vorgang von Engler durch Aufwickeln von Platinfolie auf 2 Platinröhrchen *rr* erhalten, die durch Zwischenschaltung von Kupferbacken *kk* auf einem Schieferklotze *s* fest montiert sind. Durch zwei an den Kupferbacken befindliche

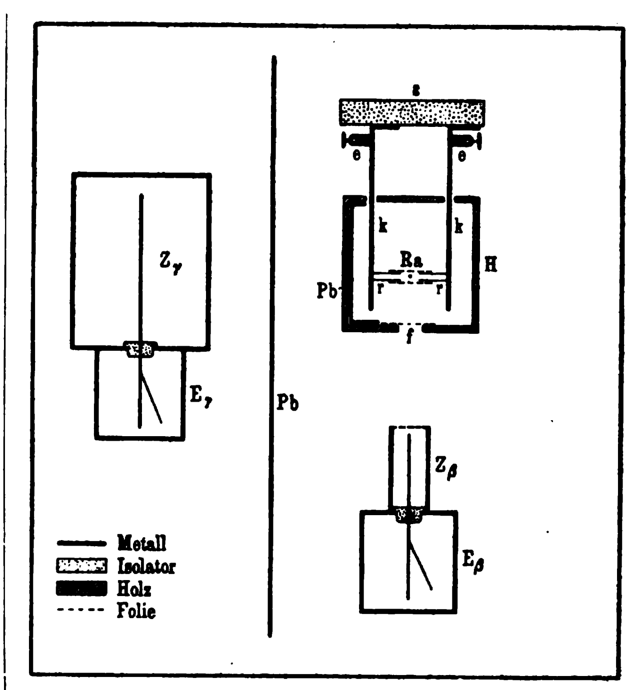


Fig. 4.

Klemmschrauben *ee* kann ein starker Strom durch das Platinfolieröhrchen geschickt werden. — Die Heizvorrichtung selbst war zur Vermeidung von Luftströmen mit einem Holzkasten umgeben, der direkt unter dem Radiumpräparate ein mit dünner Aluminiumfolie bedecktes Loch *f* von ca. 3 cm Durchmesser hatte. Weiter unter der Mitte der Platinfolie stand das Zerstreuungsgefäß eines geeichten Blattelektrometers E_β von der Form, die der eine von uns (H.W.S.) angegeben hat[1]). Das Zerstreuungsgefäß Z_β war ein Messingzylinder von 3 cm Durchmesser und 7 cm Höhe, der oben mit dünner Aluminiumfolie verschlossen war. Seitlich vom Radiumpräparate war ein zweites geeichtes Elektrometer E_γ aufgestellt, das einen messingenen Zerstreuungskörper Z_γ von 10,5 cm Durchmesser und 15 cm Höhe hatte und vom strahlenden Körper durch zwei je 1,5 mm dicke Bleiplatten *Pb* und den an der einen Seite mit Blei ausgeschlagenen Holzkasten getrennt war. Außerdem waren noch verschiedene Bleischirme aufgestellt, um die Wirkung etwa reflektierter Strahlen nach Möglichkeit zu vermeiden.

Während in das zuerst genannte Elektroskop Strahlen gelangten, die nur das Quarzrohr, die dünne Platin- und Aluminiumfolie durchsetzt hatten, konnten im zweiten Elektroskope nur solche Strahlen ionisierend wirken, die mindestens durch eine Bleischicht von 4,5 mm Dicke hindurchgegangen waren. Der im ersten Elektroskope beobachtete Effekt ist deshalb auf Rechnung der β-Strahlen zu setzen, während in das

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 6, 561, 1905.

zweite Elektroskop praktisch nur γ-Strahlen gelangten. Wir werden deshalb das eine Elektroskop kurz als β-Strahl-Elektroskop, das zweite als γ-Strahl-Elektroskop bezeichnen.

Die Zerstreuungsgefäße waren deshalb so verschieden groß gewählt worden, damit bei gleicher Entfernung der Elektrometer vom Radium die Wanderungsgeschwindigkeit der Aluminiumblättchen ungefähr gleich groß war. Irgendwelche Veränderungen in der Strahlungsintensität ließen sich so am leichtesten feststellen.

Die Entladungszeiten beider Elektrometer wurden zunächst in kaltem Zustande mehrere Male beobachtet, dann wurde das Quarzröhrchen auf $1000-1400^0$ C erhitzt, während etwa zwei Stunden beobachtet, dann der Heizstrom (20 bis 30 Ampere) ausgeschaltet und die Beobachtungen fortgesetzt. Die Temperaturmessung geschah mit einem Platin-Platinrhodiumthermoelement und einem zugehörigen nach Centigraden geeichten Präzisionsmillivoltmeter von Siemens & Halske. Das Thermoelement, das sich in einem Porzellanrohre von ungefähr gleicher Wandstärke befand, wie das mit Radium gefüllte Quarzröhrchen, gab ca. 3 Minuten nach dem Einschalten eine konstante Spannung.

Eine ziemlich große Änderung der Strahlungsintensität wurde im β-Strahlenelektroskope beobachtet. Das geht beispielsweise aus einem Versuche hervor, bei dem der Abstand des Zerstreuungsgefäßes vom Ofen 20 cm betrug. Die dabei gefundenen Zahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20^0	$6^h\ 10'\ 14''$	$6'\ 16,3''$
20^0	$6^h\ 18'\ 35''$	$6'\ 19,5''$
1350^0	$6^h\ 28'\ 40''$	$7'\ 36,2''$
1350^0	$6^h\ 59'\ 18''$	$7'\ 51,0''$
1350^0	$6^h\ 55'\ 33''$	$7'\ 45,8''$
1350^0	$7^h\ 11'\ 44''$	$7'\ 11,1''$
20^0	$7^h\ 18'\ 15''$	$7'\ 06,6''$
20^0	$7^h\ 30'\ 5''$	$8'\ 18,0''$
20^0	$10^h\ 18'\ 10''$	$6'\ 10,0''$

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß unmittelbar nach Einschalten des Heizstroms ($6^h\ 28'\ 40''$) eine starke Verminderung der gemessenen β-Strahlung einsetzte, die nach ca. 15 Minuten ein Maximum erreichte und dann allmählich wieder kleiner wurde. Schaltet man dann den Strom aus ($7^h\ 18'\ 15''$), so findet wieder eine starke Strahlungsverminderung statt, die nach mehreren Stunden vollkommen verschwindet.

Eine Beeinflussung der γ-Strahl-Intensität war bei nicht zu kleiner Entfernung des Elektrometers vom Heizofen und bei möglichst vollständiger Abblendung der β-Strahlen nicht festzustellen. Das geht aus Tabelle 2 hervor.

Tabelle 2.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20^0	$9^h\ 15'$	$16'\ 53,0''$
20^0	$9^h\ 40'$	$16'\ 47,0''$
20^0	$9^h\ 57'$	$16'\ 48,3''$
1400^0	$10^h\ 25'$	$16'\ 51,0''$
1400^0	$10^h\ 49'$	$16'\ 52,0''$
20^0	$11^h\ 6'$	$16'\ 52,8''$
20^0	$11^h\ 46'$	$16'\ 49,8''$

Der Strom wurde in diesem Falle eingeschaltet um $10^h\ 15'$, ausgeschaltet um $11^h\ 0'$. Während also hier keine Änderung in der Entladungszeit bemerkbar ist, wurde das auf eine vergleichbare Entladungsdauer gebrachte β-Strahlen-Elektrometer von $16'\ 43,8''$ auf $20'\ 53,2''$ verzögert. Wurde das Elektrometer ziemlich nahe an das strahlende Präparat herangebracht, so war beim Erhitzen eine allmähliche Verminderung der Strahlungsintensität um ca. 1 Proz. nachzuweisen, die nach Beendigung der Erhitzung anhielt, jedoch nicht größer wurde und allmählich verschwand.

Entschieden geht aus den mitgeteilten Versuchen hervor, daß die mit den Elektrometern meßbare β- und γ-Strahlung beim Erhitzen in verschiedener Weise beeinflußt wurde. Diese Verschiedenheit läßt sich bei einem in radioaktivem Gleichgewichte befindlichen Radiumpräparate auf keine Weise dadurch erklären, daß eine Beeinflussung der Wandlungskonstante irgendeines der in Frage kommenden Produkte statthat. Aber auch der Fall ist ausgeschlossen, daß beim Erhitzen etwa die β-Strahlung allein, die γ-Strahlung nicht verändert würde. Dann hätte, wie wir bereits erwähnten, keine Änderung nach dem Erhitzen nachgewiesen werden können.

Es bleiben zur Erklärung der Erscheinungen nur noch die vorhin erwähnten Möglichkeiten offen, daß beim Erhitzen und Abkühlen eine Veränderung in der Struktur des Quarzrohres oder eine Veränderung in der Verteilung der strahlenden Materie oder beides stattgefunden hat. Bei der geringen Größe des Quarzröhrchens (ca. 1 cm lang) ist eine Beeinflussung der Strahlungsintensität um ca. 25 Proz. (vgl. Tab. 1) nur dadurch zu erklären, daß ein Teil der schnell zerfallenden radioaktiven Materie durch das Quarzrohr hindurchdiffundiert ist und sich an kälteren Partien des Ofens niedergeschlagen hat. Einen direkten Beweis für diese Vermutung konnten wir dadurch erbringen, daß wir die benutzte Platinfolie nach dem Erhitzen auf ihre Aktivität untersuchten. Die erhaltenen Abklingungskurven ließen erkennen, daß *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* durch die Röhrenwand diffundiert waren, und zwar *Ra B* und *Ra C* im Überschusse.

Bei näherer Untersuchung dieses Vorgangs

hielt leider das benutzte Quarzrohr den wiederholten Erhitzungen nicht stand. Es hatte schon vorher eine eigentümliche Veränderung an einer bestimmten Stelle gezeigt. Wir schmolzen deshalb das Radiumbromid in ein neues Röhrchen aus klarem Quarze ein und wiederholten die Versuche. Da ergab sich das merkwürdige Resultat, daß beim Erhitzen bis zu 1500° nicht die geringste Veränderung der β-Strahlaktivität nachzuweisen war. Und wir hätten, wie aus Tab. 2 zu ersehen ist, eine Änderung der Strahlungsintensität um 1 Proz. mit dem exakt anzeigenden Elektrometer nachweisen können.

Nach oftmaligem Erhitzen und Abkühlen konnte auch für die β-Strahlung dieses Quarzröhrchens eine Veränderung im β-Strahlelektroskop nachgewiesen werden. Und zwar trat eine Verminderung der Strahlungsintensität erst beim Abkühlen ein, während die meßbare Strahlung beim Erhitzen selbst unverändert blieb. Wir vermuteten, daß während des Abkühlens eine Strukturveränderung des Quarzrohres eingetreten und dann aktive Materie hindurchdiffundiert war. Bei einem bestimmten Versuche, bei dem die Verminderung der β-Strahlenintensität freilich nur 3 Proz. betrug, war das aber nicht der Fall. Denn einesteils war der Ofen nicht aktiv geworden, und dann bewirkte das Quarzröhrchen in einem besonders aufgestellten γ-Strahlelektroskop vor und nach dem Erhitzen dieselbe Zerstreuung. Aber die Abweichung von 3 Proz. in der gemessenen β-Strahlung erklärt sich ja schon, wenn ein Teil der strahlenden aktiven Materie in das Quarz hineindiffundiert ist. Dann wird ein Teil der β-Teilchen nach dem Erhitzen in der Quarzröhre einen größeren Weg zurücklegen müssen als vorher und deshalb stärker absorbiert werden. Schließlich ist nicht ausgeschlossen, daß eine allmählich wieder verschwindende Strukturveränderung die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen vermindern kann.

Es ist sehr merkwürdig, daß sich verschiedene Quarzröhrchen beim Erhitzen unter scheinbar denselben Verhältnissen nicht gleichmäßig verhalten, ja, daß ein und dasselbe Quarzröhrchen mit der Zeit merkwürdige Veränderungen in seinem Verhalten der aktiven Materie gegenüber durchmacht. Etwas Ähnliches ist übrigens schon von Engler beobachtet. Er schreibt l. c. S. 45: „Es war ungemein überraschend, daß ich bei öfterer Wiederholung dieser Erhitzungsversuche die Aktivitätsabnahme nach dem Erhitzen nicht mehr feststellen konnte." Und S. 46: „Am auffallendsten ist, daß das dritte Quarzrohr, dessen erste Erhitzungen eine deutliche Abnahme der Aktivität nach dem Erhitzen zeigten, bei späteren Versuchen eine solche nicht erkennen ließ." Und: „Eine große Anzahl neuer mit Emanation gefüllter Quarzröhren zeigte schon bei den ersten Versuchen keine Abnahme der Aktivität unter den normalen Wert nach vorangegangener Erhitzung."

Weitere Versuche über diese merkwürdige Erscheinung haben bisher noch nicht durchgeführt werden können. Entschieden darf aber als sicheres Resultat der vorliegenden Untersuchung gelten, daß **irgendwelche direkten Temperatureinflüsse auf Strahlung und Wandlungsgeschwindigkeit der Radiumzerfallsprodukte bis zum *RaC* bei Temperaturen bis zu 1500° C mit den empfindlichsten Instrumenten nicht nachweisbar sind.**

Gießen, im September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Erich Ladenburg (†) und Karl Markau (Berlin), Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen.

Vor einiger Zeit konnte der eine von uns[1]) zeigen, daß die Anfangsgeschwindigkeit der durch die Einwirkung ultravioletten Lichtes ausgelösten Elektronen eine Funktion der Wellenlänge des wirkenden Lichtes ist. Die Versuche waren in der Weise angestellt worden, daß die Aufladung einer im höchsten Vakuum befindlichen Metallplatte gemessen wurde, wenn spektral zerlegtes Licht diese Platte traf. Es wurde eine um so größere Aufladung gefunden, je kürzer die Wellenlänge des wirkenden Lichtes war. Zahlenmäßig ergab sich für ein und dasselbe Metall eine Proportionalität zwischen der Wurzel aus dem Potential, also zwischen der maximalen Anfangsgeschwindigkeit und der Schwingungszahl des wirkenden Lichtes, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit 0 der Schwingungszahl 0 zugeordnet ist. Macht man diese Annahme nicht, so kann aus den Versuchen auch auf eine lineare Abhängigkeit des Quadrates der maximalen Geschwindigkeit von der Schwingungszahl geschlossen werden, wie dies A. Joffé[2]) auf Grund der besprochenen Versuche getan hat.

Aus der Tatsache, daß die Größe der Aufladung sich für verschiedene Wellenlängen verschieden ergibt, kann man zweierlei Schlüsse ziehen: Entweder folgt hieraus, daß bei einer bestimmten Wellenlänge ein ganzes Spektrum von Geschwindigkeiten, von 0 anfangend, ausgelöst wird, und daß nur die größte vorkommende Geschwindigkeit A mit Abnahme der Wellenlänge wächst. Dies würde mit den Kurven von Lenard[3]) über die Geschwindigkeitsver-

1) Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **9**, 504, 1907; diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.
2) A. Joffé, Ann. d. Phys. (4) **24**, 939, 1907.
3) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1902.

teilung im Einklang stehen, nach denen Geschwindigkeiten von 0 bis A Volt vorhanden sind, und zwar hatten sich bei jedem untersuchten Metall für den Grenzwert A annähernd dieselben Zahlenwerte ergeben wie die in der oben besprochenen Arbeit gefundenen. Diese Anschauung würde freilich theoretisch schwer zu deuten sein.

Die andere Möglichkeit einer Erklärung der erwähnten Versuche ist die, daß zu jeder Schwingungszahl nur eine Geschwindigkeit bezw. ein Geschwindigkeitsbereich entsprechend dem Maxwellschen Verteilungsgesetz gehört, nämlich diejenige Geschwindigkeit, welche der Aufladung entspricht. Nach dieser Auffassung würden, wenn z. B. Licht zwischen den Grenzen $\lambda = 200\ \mu\mu$ und $\lambda = 260\ \mu\mu$ auf eine Platinplatte fällt, nur Elektronen ausgelöst werden mit Geschwindigkeiten zwischen 1,08 und 1,86 Volt[1]). Diese Deutung wäre deshalb wichtig, weil sich dadurch die lichtelektrische Wirkung als ein reines Resonanzphänomen erwiese.

Im folgenden soll über Versuche berichtet werden, die auf anderem Wege die früheren Resultate bestätigen und ferner vor allem eine Entscheidung zwischen den beiden Erklärungsmöglichkeiten herbeiführen sollen.

Läßt man unzerlegtes ultraviolettes Licht auf eine Metallplatte im Vakuum fallen, so kann man, wie Lenard gezeigt hat, die Zahl der Elektronen messen, die die Platte verlassen, bezw. zu ihr hinfliegen. Lädt man gleichzeitig die Platte gegen ihre Umgebung auf ein Potential, und zwar zunächst auf ein hohes positives Potential, so findet man nach Lenard, daß mehr Elektronen zur Platte gelangen als sie verlassen, entsprechend der Tatsache, daß Licht an der bestrahlten Platte reflektiert wird und an der gegenüberstehenden Elektronen erzeugt; diese treffen die bestrahlte Platte, während die an dieser selbst frei werdenden Elektronen von dem positiven „verzögernden" Potential festgehalten werden; die durch diesen „umgekehrten" Effekt bedingten Fehler lassen sich berechnen und eliminieren. Erniedrigt man das Potential, so erhält man von einem bestimmten Wert einen positiven Effekt, d. h. Elektronen verlassen die Platte, aber offenbar zunächst nur die der maximalen Geschwindigkeit, die eben von jenem Potential nicht mehr zurückgehalten werden. Bei weiterer Abnahme des Potentials nimmt die Zahl der fortgehenden Elektronen zu, erleidet beim Werte 0 einen Sprung und erreicht erst bei negativen Potentialen ihren maximalen „Sättigungswert". Hieraus schließt man nach der gewöhnlichen Auffassung einerseits, daß Elektronen aller Geschwindigkeitssorten zwischen Null und jenem Maximalwert die Platte verlassen, und da die Zahl bei 0 Volt etwa $^2/_3$, bei $+0,5$ Volt („Verzögerung") nur $^1/_6$ der maximalen Menge beträgt, daß die Zahl von Elektronen, die mit Geschwindigkeiten zwischen 0 und 0,5 Volt die Platte verlassen, sehr viel größer ist als die, deren Geschwindigkeit größer als 0,5 Volt ist.

Zweitens aber führten diese Versuchsergebnisse zu der Annahme einer in der Platte vorhandenen Oberflächenkraft, die erst überwunden werden muß, ehe alle Elektronen die Platte verlassen können.

Die ersten Versuche wurden nun angestellt, um zu zeigen, daß diese Sättigungskurven verschieden ausfallen für verschiedene Spektralbezirke des wirkenden Lichtes, entsprechend den früher von dem einen von uns gefundenen Tatsachen.

Die Versuchsanordnung war folgende. Das Licht einer Hochdruckquarzquecksilberlampe — 200 Volt Klemmenspannung und 4 Ampere —, für deren leihweise Überlassung wir der Firma W. C. Heraeus, Hanau, auch an dieser Stelle unsern besten Dank sagen, wurde durch 2 große Quarz-Kondensoren auf den Spalt eines mit 2 Quarz-Flußspat-Objektiven und einem Flußspat-Prisma versehenen Spektrometers konzentriert. Die durch das Objektiv des Spaltrohrs parallel gemachten und durch das Prisma zerlegten Strahlen wurden durch die zweite Objektiv-Linse auf der zu untersuchenden Platinplatte A vereinigt. Diese letztere befand sich in einem durch die Quarzplatte B verschlossenen Glasrohre (s. Fig. 1), war 4 mm breit und durch

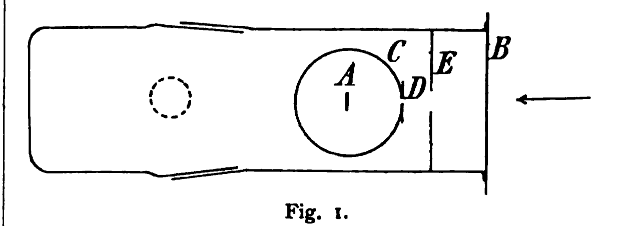


Fig. 1.

Bernstein isoliert eingeführt. Auf dieselbe Weise war der Messingzylinder C isoliert. Derselbe hatte auf der der Quarzplatte B zugekehrten Seite eine schlitzförmige, 2 mm breite Öffnung zum Durchtritt der Strahlen. Die Glimmerscheiben D und E hielten das Licht vom Zylinder fern. An das Rohr war ein anderes Glasrohr angeschmolzen, welches mit Kokusnußkohle gefüllt war. Das Ganze wurde mit einer Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und dann abgeschmolzen. Das zum Versuch notwendige Vakuum wurde durch Kühlen der Kohle mit flüssiger Luft erzielt.

Die Schaltung ist aus Fig. 2 ersichtlich. A ist wieder, ebenso wie in Fig. 1, die bestrahlte Platte. Sie ist durch einen Bronson-

1) Erich Ladenburg, (l. c.)

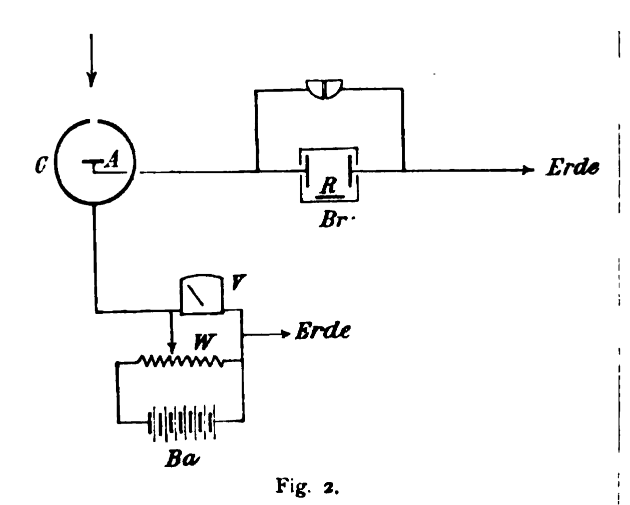


Fig. 2.

Widerstand[1]) Br zur Erde abgeleitet. Die Enden dieses Widerstandes liegen an den Quadranten eines gut isolierenden Dolezalekschen Elektrometers. Die Größe des Widerstandes betrug $4,5 \times 10^9$ Ohm und die Empfindlichkeit des Elektrometers 1 Skt. $= \frac{1}{5000}$ Volt, so daß in der benutzten Kombination 1 Skt. $= 4,4 \times 10^{-14}$ Amp. war.

1) Howard L. Bronson, Sill. Journ. (4) **19**, 185, 1905, siehe auch Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 166, 1907.

Zur Erzeugung höherer Spannungen zwischen A und dem Zylinder C wurde eine isoliert aufgestellte Hochspannungsbatterie benutzt, für die niederen Spannungen 3 Akkumulatoren, die durch einen Schieberheostaten w geschlossen waren. Der positive bzw. negative Pol war geerdet und die Abzweigeklemme des Rheostaten mit dem Zylinder C und der einen Klemme des Voltmeters V verbunden, dessen andere geerdet war. Alle Teile der Anordnung waren von der Erde isoliert. Um den Effekt für unzerlegtes Licht zu erhalten, wurde das Prisma aus dem Spektralapparat entfernt und das Spaltrohr des Spektrometers in die Verlängerung des anderen Rohres gestellt.

Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Die Tabelle zerfällt in 4 Teile:

Tabelle 1.

I Unzerlegtes Licht		II $\lambda = 260\ \mu\mu$		III $\lambda = 232\ \mu\mu$		IV $\lambda = 212\ \mu\mu$	
V	α	V	α	V	α	V	α
+ 5,8	75	+ 5,6	74,0	+ 5,8	74,4	+ 5,9	76,5
+ 4,5	75	+ 4,0	74,4	+ 4,96	74,3	+ 4,5	76,5
+ 3,5	75	+ 2,0	73,5	+ 4,0	74,5	+ 3,5	76,5
+ 2,5	75	+ 1,5	72,8	+ 3,0	74,2	+ 2,5	76,5
+ 1,95	74,5	+ 1,0	72.8	+ 2,0	74,2	+ 1,5	76,3
+ 1,705	74	+ 1,205	72,3	+ 1,50	74,2	+ 1,2	76,3
+ 1,25	74	+ 1,098	72,1	+ 1,20	74,0	+ 1,0	76,1
+ 1,0	71,6	+ 0,99	72,2	+ 1,00	73,7	+ 0,89	76,0
+ 0,92	69,7	+ 0,82	70,4	+ 0,80	72,8	+ 0,785	75,2
+ 0,815	66,2	+ 0,71	67,3	+ 0,70	70,8	+ 0,66	71,9
+ 0,69	61	+ 0,56	61,0	+ 0,60	68,1	+ 0,56	70,0
+ 0,61	59,4	+ 0,42	53,2	+ 0,492	64,5	+ 0,425	65,8
+ 0,485	54,6	+ 0,32	46,1	+ 0,40	61,0	+ 0,35	63,1
+ 0,38	49,9	+ 0,20	38,6	+ 0,30	56,6	+ 0,245	59,0
+ 0,295	47,3	+ 0,10	31,1	+ 0,20	51,8	+ 0,14	54,9
+ 0,20	42,5	+ 0,02	24,0	+ 0,10	47,0	+ 0,02	48,8
+ 0,105	38,6	− 0,02	20,5	+ 0,02	41,6	− 0,02	47,3
+ 0,02	35,2	− 0,10	12,6	− 0,02	39,7	− 0,12	42,5
− 0,02	33,1	− 0,20	5,0	− 0,10	34,8	− 0,279	33,2
− 0,105	28,9	− 0,30	− 1,5	− 0,20	28,3	− 0,38	27,8
− 0,20	23,6	− 0,39	− 5,6	− 0,30	21,8	− 0,525	20,0
− 0,315	18,5	− 0,55	− 10,0	− 0,40	15,1	− 0,64	14,9
− 0,415	13,3	− 0,71	− 11,8	− 0,50	10,5	− 0,77	9,5
− 0,505	10,0	− 0,91	− 12,7	− 0,608	6,4	− 0,915	5,1
− 0,60	7,5	− 1,01	− 13,2	− 0,69	2,1	− 1,015	3,2
− 0,712	4,3	− 1,20	− 13,3	− 0,79	− 1,0	− 1,14	0
− 0,82	3,14	− 1,40	− 14,0	− 0,89	− 3,5	− 1,25	− 0,8
− 0,91	1,93	− 1,60	− 14,0	− 1,0	− 5,8	− 1,35	− 2,3
− 1,01	1,29	− 1,80	− 14,0	− 1,10	− 6,9	− 1,51	− 3,6
− 1,21	0	− 2,80	− 14,0	− 1,20	− 7,4	− 1,66	− 4,5
− 1,39	− 0,775	− 5,90	− 15,0	− 1,30	− 8,0	− 1,77	− 5,0
− 1,5	− 1,245	− 60	− 27,8	− 1,40	− 8,5	− 1,87	− 5,6
− 1,6	− 1,505			− 1,60	− 9,0	− 2,51	− 5,8
− 1,895	− 2,15			− 1,80	− 9,8	− 3,00	− 6,1
− 2,21	− 2,23			− 2,24	− 10,0	− 60	− 22,2
− 2,31	− 2,58			− 2,51	− 10,2		
				− 60	− 24,9		

Teil I gilt für unzerlegtes Licht, II für einen Spektralbezirk um 260 $\mu\mu$, III für einen um 232 $\mu\mu$ und IV für einen um 212 $\mu\mu$. In den Tabellen bedeuten die Zahlen unter V die Größen des Potentials in Volt zwischen C und A; es sind hierbei diejenigen Potentiale positiv gerechnet, welche negative an A entstehende Elektronen beschleunigen. Die α bedeuten die entsprechenden Elektronenausschläge, sie sind also der Zahl der austretenden Elektronen proportional.

Der Inhalt der Tabelle 1 ist in Fig. 3 graphisch dargestellt, und zwar entspricht Kurve I

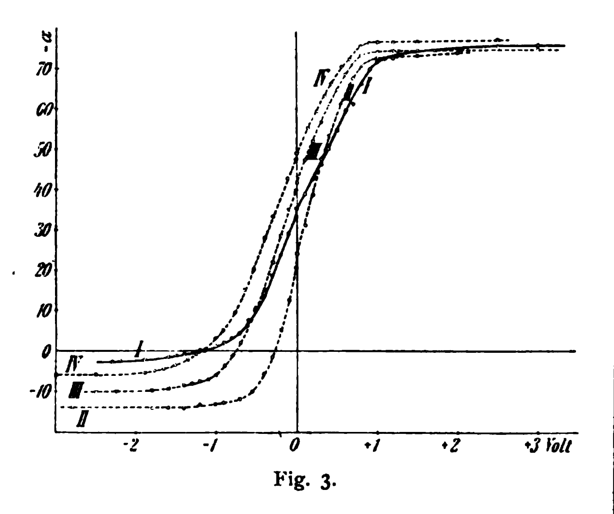


Fig. 3.

dem Teil I, Kurve II dem Teil II, Kurve III dem Teil III und Kurve IV dem Teil IV der Tabelle 1. In allen vier Kurven sind die Potentiale zwischen C und A als Abszissen, die Elektrometerausschläge als Ordinaten eingezeichnet. Die Kurven zeigen deutlich, daß für verschiedene Wellenlängen die Verteilung der Geschwindigkeiten der Elektronen eine verschiedene ist. Und zwar bestätigt sich das früher gefundene[1]) Resultat, daß kürzeren Wellenlängen schnellere Elektronen entsprechen, da alle charakteristischen Erscheinungen bei höheren Potentialen eintreten.

Um diese Kurven zu quantitativen Berechnungen zu benutzen, müßten sie erst wegen der durch die Lichtreflexion bedingten Verringerung des Effekts korrigiert werden. Es erzeugt nämlich, wie schon gesagt, das an A reflektierte und C treffende Licht an letzterem Elektronen. Diese treffen A und rufen so eine Verringerung des Effektes hervor. Hierdurch erklären sich auch die negativen Äste der Kurven.

Aus den Kurven der Fig. 3, die in ihrem Verlauf den Kurven Lenards[2]) vollkommen ähneln, scheint in der Tat hervorzugehen, daß die früher gefundenen Aufladungen[1]), die eine im Vakuum befindliche Metallplatte unter dem Einfluß ultravioletten Lichtes verschiedener Wellenlängen annimmt, nicht dem einzig vorkommenden Wert der Geschwindigkeit, sondern nur dem der maximalen Geschwindigkeit entspricht, und daß bei allen Wellenlängen Geschwindigkeiten bis zu 0 Volt herunter vorkommen.

Nun ist vor kurzem von O. v. Baeyer[2]) gezeigt worden, daß nicht nur schnelle, sondern auch langsame Elektronen an Metallplatten, auf die sie treffen, diffus reflektiert werden. Er zeigte dies für Elektronen mit Geschwindigkeiten bis zu 2 Volt herunter. Die Geschwindigkeit der Elektronen, um die es sich bei unseren Versuchen handelt, ist von derselben Größenordnung und es war daher anzunehmen, daß auch hier Reflexion von Elektronen auftritt. Für diese Elektronen, die also — s. Fig. 2 — an C reflektiert werden und A treffen, ist das für die primären Elektronen verzögernde Potential ein beschleunigendes, und sie werden offenbar die Zahl der von der bestrahlten Platte fortfliegenden Elektronen so lange zu klein erscheinen lassen, bis das negative Potential der bestrahlten Platte hoch genug ist, sie fernzuhalten. Quantitativ ist von vornherein nicht zu übersehen, welche Änderung hierdurch die Kurven der Fig. 3 erleiden und wie die von diesem Fehler freien Kurven verlaufen würden. Deshalb war es notwendig, die Reflexion von Elektronen an C zu verhindern, d. h. dafür zu sorgen, daß die Elektronen, die A einmal verlassen, nicht wieder dorthin zurückkehren.

In der oben zitierten Arbeit gibt nun O. v. Baeyer ein Mittel an, diese Reflexion von Elektronen auf ein Minimum herabzusetzen. Wenn man nämlich vor die Auffangeplatte noch ein Drahtnetz bringt und dieses gegen die Platte negativ aufladet, so findet bei geeigneter Wahl dieses Potentials keine wesentliche Reflexion mehr statt. Dieses Mittel wurde angewendet und nach vielen Vorversuchen ergab sich schließlich folgende Versuchsanordnung, die Fig. 4 wiedergibt.

In einem durch die Quarzplatte G verschlossenen Glasrohre befand sich die isoliert eingeführte Elektrode A, an der durch Bestrahlung die Elektronen erzeugt werden sollten. Die ebenfalls gut isolierte Auffangeplatte B befand sich in einem von ihr isolierten Faraday-Käfig C, der vorn durch ein Drahtnetz aus ganz dünnen Drähten geschlossen war. E ist ein Drahtnetz, welches zum elektrischen Schutz diente, D und F zwei Glimmerdiaphragmen, die das Licht von E fernhalten. Das Ganze

1) l. c.
2) l. c.

1) Erich Ladenburg, l. c.
2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 96, 1908.



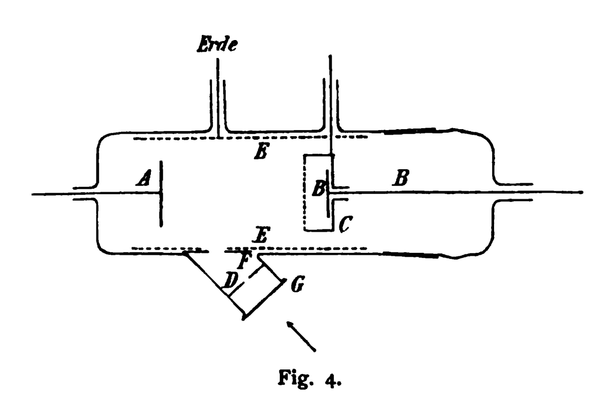


Fig. 4.

wurde in der gleichen Weise, wie bei den oben beschriebenen Versuchen, mit Hilfe von Kokusnußkohle und flüssiger Luft ausgepumpt. Als Lichtquelle diente wieder die Quarz-Quecksilberlampe. Die Schaltung ist aus Fig. 5 ersichtlich. Die Elektrode B — es sind dieselben Bezeichnungen wie in Fig. 4 — lag an der aus dem Bronson-Widerstand Br und dem Elektrometer gebildeten Meßanordnung.

Die Elektrode A, der Käfig C, ebenso wie die Batterie Ba, der Widerstand W und das Voltmeter V — alle isoliert aufgestellt — wurden durch die Batterie I auf ein negatives Potential aufgeladen. Die Batterie Ba und der Widerstand W dienten, ebenso wie in der ersten Versuchsanordnung (s. Fig. 2), zum Beschleunigen bzw. Verlangsamen der an A erzeugten Elektronen.

Um das Potential zu finden, das man zwischen B und C anlegen muß, um die Reflexion zu vermeiden, wurde der Effekt bei 0 Volt zwischen A und C gemessen als Funktion des Potentials zwischen C und B. Es ergab sich, daß von ca. 50 Volt an der Effekt nicht mehr zunahm, woraus hervorging, daß von diesem Potential an die Reflexion aufhörte. Demgemäß wurde für die in der Tabelle 2 mitgeteilten Messungen zwischen C und B ein Potential von 50 Volt gewählt. Die Tabelle, in der V das zwischen A und C — s. Fig. 4 — angelegte Potential und α den dazugehörigen Elektrometerausschlag bedeutet, zerfällt in zwei Teile. Teil I

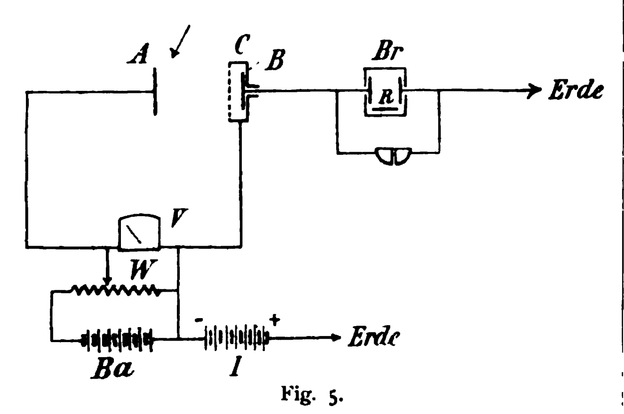


Fig. 5.

ist mit dem Potential von 50 Volt zwischen C

Tabelle 2.

I. Reflexion verhindert		II. Reflexion nicht verhindert	
V	α	V	α
+3	266	+120	260
+2	266	+60	244
+1	266	+10	198
±0	266	+4	176
−0,11	266	+2	156
−0,30	266	+0,68	89
−0,45	266	+0,50	72
−0,61	263	+0,39	61,5
−0,72	258	+0,30	54
−0,77	256	+0,21	46
−0,80	242	+0,1	39
−0,90	203,5	±0	32
−1,0	177,5	−0,12	25,5
−1,1	147	−0,20	21
−1,2	122	−0,30	16
−1,3	94	−0,44	10
−1,5	58	−0,54	8
−1,8	23	−0,70	3
−2,0	8	−0,98	0
−2,4	0		

und B aufgenommen, Teil II ohne dieses Potential. Im letzteren Falle war C geerdet.

Der Inhalt der Tabelle 2 ist in Fig. 6 graphisch wiedergegeben. Kurve I entspricht dem Teil I und Kurve II dem Teil II der Tabelle 2. Bezüglich der Kurve II, die in ihrem Verlauf dem früher gefundenen entspricht, ist zunächst zu bemerken, daß das zur Erzeugung der Sättigung erforderliche Potential von 120 Volt deshalb so viel höher liegt, als bei den Versuchen mit der ersten Versuchsanordnung, weil hier der Abstand $A-C$ etwa 6 cm, früher dagegen der entsprechende nur 5—6 mm betrug.

Aus den Kurven I und II der Fig. 6 folgt nun, daß der früher gefundene Verlauf, wie ihn Kurve II darstellt, nicht der wahren Sättigungskurve lichtelektrischer Elektronen entspricht, sondern durch die an der Auffangeplatte erzeugte Reflexion verändert ist. Beseitigt man diese Reflexion, wie in Kurve I geschehen, so zeigt sich, daß schon bei etwa 0,8 Volt Verzögerung Sättigung vorhanden ist, d. h. daß Geschwindigkeiten kleiner als 0,8 Volt nicht oder nur verschwindend wenig vorkommen. Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 200\ \mu\mu$ und 260 $\mu\mu$, wie es im wesentlichen das in unserer Lichtquelle Wirksame ist, scheint nach diesen Versuchen an Platin nur Elektronen von Geschwindigkeiten zwischen 0,8 und 2,3 Volt zu erzeugen. Geschwindigkeiten zwischen 0 und 0,8 Volt kommen nicht im wesentlichen Betrage vor. Ebenso ist der früher bei 0 Volt vorhandene Knick verschwunden, der zur Annahme einer Oberflächenkraft geführt hatte.

Zahlenmäßig stimmen die aus der Kurve sich ergebenden Grenzgeschwindigkeiten mit

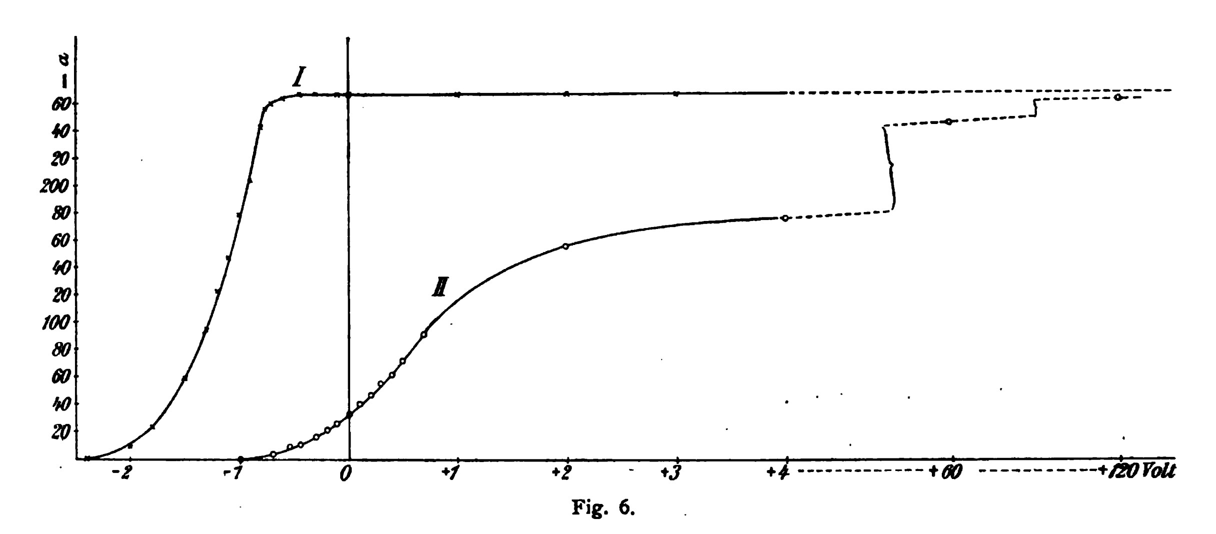


Fig. 6.

den früher gefundenen[1]) nicht überein. Früher waren die Grenzen für 260 bez. 200 $\mu\mu$ 1,08 bez. 1,86 Volt, jetzt ergaben sie sich zu 0,8 und 2,3 Volt. Die Gründe für diese Unterschiede sind folgende: Einmal ist es ja gar nicht notwendig, daß nur eine einzige Geschwindigkeit durch eine Wellenlänge ausgelöst wird; es ist vielmehr sehr wohl möglich, daß die durch eine Wellenlänge ausgelösten Elektronen bezüglich ihrer Geschwindigkeit um einen Mittelwert herumliegen.

Ferner aber ist zu bedenken, daß, wie schon O. v. Baeyer in der oben zitierten Arbeit erwähnt, durch das zwischen der Platte B und C angelegte Potential ein Streufeld entsteht, welches so wirkt, daß dadurch die Elektronen eine gewisse Beschleunigung erfahren. Annähernd läßt sich die Größe dieses Streufeldes bestimmen, und zwar beträgt dasselbe bei unseren Dimensionen — Entfernung $A—C = 6$ cm; Entfernung $C—B = 0,5$ cm; Maschenweite des Drahtnetzes 1 mm; Drahtdicke = 0,15 mm — etwa 0,8 Proz.

Dies würde heißen, daß die Kurve um 0,4 Volt nach rechts zu verschieben ist, und daß daher der Abfall schon bei 0,4 Volt Verzögerung beginnt und die Kurve bei 1,9 Volt die X-Achse trifft.

An A reflektiertes Licht kann hier keinen störenden Einfluß ausüben, weil die Platte B, an der dasselbe Elektronen erzeugen würde, gegen die Umgebung positiv geladen ist, die Platte B also keine Elektronen abgibt. Die Kurve II ist ebenso wie der Teil II der Tabelle 2 vor dem Beginn des durch Lichtreflexion bedingten negativen Effektes abgebrochen, da hier ohne Interesse.

Sehr deutlich war bei diesen Versuchen der Einfluß des Vakuums zu bemerken. Trotzdem das Rohr gutes Röntgenvakuum vor Beginn der Kühlung mit flüssiger Luft zeigte, mußte, im Falle, daß ohne Feld zwischen C und B gearbeitet wurde, doch erst stundenlang gekühlt werden, ehe bei 0 Volt zwischen A und C sich der Effekt in seiner zu diesem Potential gehörenden Größe zeigte.

Es folgt daraus, daß die Reichweite dieser langsamen Elektronen erst bei einem sehr guten Vakuum die Größe von 6 cm erreicht, einem Vakuum, das natürlich viel besser sein muß als dasjenige, bei dem man keine Stoßionisation mehr erhält. Man kann sich dies so vorstellen, daß für die langsamen Elektronen die Wirkungssphäre der Elektronen viel größer ist, als für schnelle[1]). Es ist allerdings auch möglich, daß nicht der Gesamtdruck so tief sein muß, sondern daß für die große Reichweite nur das Fehlen eines bestimmten Gases notwendig ist.

Gegen die Gültigkeit der eben beschriebenen Versuche könnte man einwenden, daß über die Größe des Streufeldes und die dadurch bedingte Verschiebung der Kurve keine ganz genauen Angaben möglich sind, und daß deshalb der Beweis dafür noch nicht erbracht ist, daß tatsächlich bei Platin keine Geschwindigkeiten unter 0,4 Volt vorkommen. Allerdings können diese Fehler nichts an der Tatsache ändern, daß die Wirkung der Oberflächenkraft verschwunden ist; denn sie können nur eine geringe Parallelverschiebung der ganzen Kurve zur Folge haben und deshalb weder das Fehlen des bei 0 Volt auftretenden Knickes verschulden noch den Umstand, daß die Sättigung nicht erst bei hohen beschleunigenden Kräften eintritt. Es ergibt sich also, daß Elektronen, die einmal die Platte verlassen haben, ohne Feld nicht wieder zu ihr zurückkehren.

Um aber von dem Fehler, der eventuell durch das Streufeld in unsere Versuche hineinkommt, gänzlich frei zu sein, haben wir ein anderes Mittel, die Reflexion zu verhindern,

1) Erich Ladenburg, l. c.

1) P. Lenard, l. c.



versucht. O. v. Baeyer[1]) hat nämlich bei der Untersuchung der Reflexion gefunden, daß eine Anordnung, bestehend aus einer berußten Platte mit dicht davorstehendem, ebenfalls berußtem Drahtnetz, fast keine Elektronen reflektiert. Um außerdem von allen störenden elektrischen Einflüssen frei zu sein, wurde die folgende Versuchsanordnung, die Fig. 7 wiedergibt, gewählt.

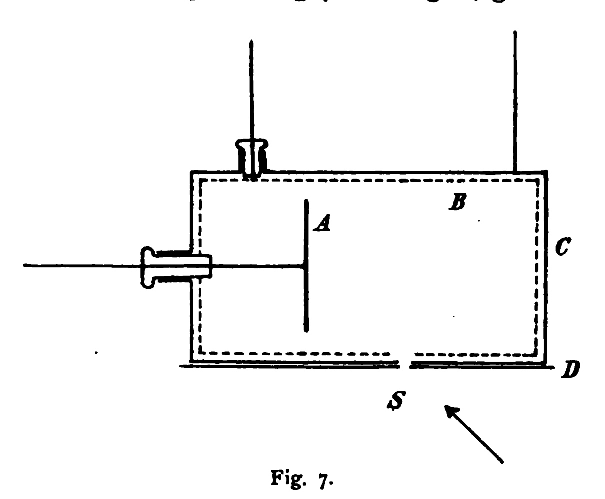


Fig. 7.

In einen bis auf eine schlitzförmige 4 mm breite und 15 mm hohe Öffnung vollständig geschlossenen Kasten C von $8 \times 4 \times 4$ cm war die bestrahlte Elektrode A isoliert eingeführt. Letztere wurde zur Vermeidung von Lichtreflexion geschwärzt. In dem Messingkasten C, von diesem durch Bernsteinstückchen von 3 mm Dicke isoliert, saß ein zweiter, ebenfalls mit einem Schlitz versehener, Kasten B aus feinem Drahtnetz, und dieser war ebenso wie die Innenseite von C mit Lampenruß geschwärzt. Das Glimmerdiaphragma D schützte den Kasten C vor Bestrahlung. Die ganze Vorrichtung wurde in das auch in der vorigen Anordnung benutzte Glasrohr (s. Fig. 4) derart eingesetzt, daß die Platte A durch die Quarzplatte G und die Glimmerdiaphragmen bestrahlt werden konnte. Bezüglich der Meßanordnung sei gesagt, daß B und C metallisch miteinander verbunden wurden[2]), im übrigen aber zur Erzeugung und Messung des beschleunigenden resp. verzögernden Potentials V zwischen C und B einerseits und A andererseits dieselbe Anordnung gewählt war, wie im ersten Versuch (s. Fig. 2). Die Elektrode A lag an der Meßanordnung.

Die Resultate für unzerlegtes Licht sind in Tabelle 3 zusammengestellt, und in Fig. 8 graphisch wiedergegeben. Die Bezeichnung ist

1) l. c.
2) Der Drahtkäfig C war von dem Messingkasten B deshalb isoliert, um ev. auch die Möglichkeit zu haben, zwischen beiden ein beliebiges Potential herstellen zu können. Ein solches Hilfsfeld verhinderte die Reflexion in nicht wesentlich höherem Maße, als die benutzte Anordnung ohne Feld.

Tabelle 3.

V	α	V	α	V	α
+60	55,3	−1,0	52,7	−2,8	12,8
+ 4	55,1	−1,5	50,6	−3,05	5,4
+ 2	54,6	−2,0	38,8	−3,3	1,5
± 0	53,8	−2,27	30,0	−3,5	0,4
− 0,5	53,6	−2,5	21,4	−4,0	0

dieselbe wie früher. Auch hier sind die Abszissen die Potentiale, die Ordinaten die dazu gehörigen Elektrometerausschläge. Die Resul-

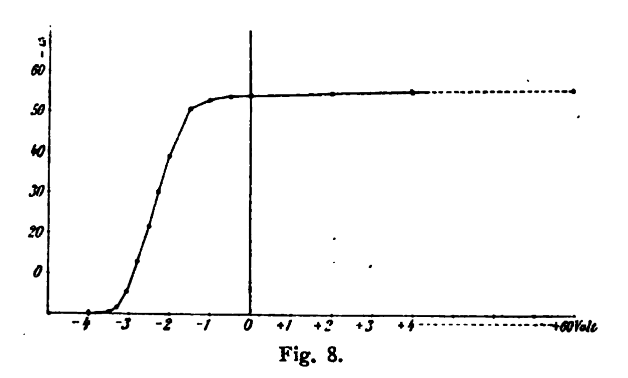


Fig. 8.

tate beziehen sich auf Elektronen, die an Ruß durch Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 260 \mu\mu$ und $\lambda = 200 \mu\mu$ etwa erzeugt sind. Man sieht, daß Geschwindigkeiten kleiner als 1,0 Volt in sehr geringem Maße vorkommen und daß die Hauptmenge der Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen 1,5 und 3,5 Volt die Platte A verlassen. Daß die Geschwindigkeitsgrenzen bei höheren Potentialen liegen als die früher für Platin gefundenen, ist in voller Übereinstimmung mit der von dem einen von uns ausgesprochenen und für Platin, Kupfer und Zink bestätigten Vermutung[1]), daß einem Körper ein um so größerer Wert der Anfangsgeschwindigkeit der ausgelösten Elektronen zukommt, je mehr elektronegativ derselbe ist. Daß die Sättigungskurve der Fig. 8 nicht so gut ist, wie die der Fig. 6, hat vor allem in der ungeheuren Schwierigkeit seinen Grund, das notwendige Vakuum zu erreichen. Bei diesen Versuchen kommt es in noch viel weitgehenderem Maße auf die Güte des Vakuums an, als bei den Versuchen mit Hilfsfeld. Denn dieses saugt gleichsam die steckenbleibenden Elektronen an, wirkt also geradeso, wie eine Verbesserung des Vakuums. Erst nach vielstündigem Kühlen der Kohle mit flüssiger Luft wurden die vorliegenden Resultate (s. Fig. 8) erhalten. Es ist übrigens auch möglich, daß die schräg aus der Platte A austretenden Elektronen nicht die volle Geschwindigkeit besitzen.

Die Kurven, die der wahren Geschwindig-

1) l. c.

keitsverteilung entsprechen, werden also noch extremer sein, d. h. der Geschwindigkeitsbereich der durch Licht zwischen den Wellenlängen $\lambda = 260$ und $\lambda = 200$ $\mu\mu$ an Ruß ausgelösten Elektronen ist noch kleiner, als der hier gefundene. Wir haben nun weiter versucht, diese Kurven für spektral zerlegtes Licht aufzunehmen. Da die Energie, die wir durch die verschiedenen Diaphragmen (s. Fig. 7) auf die Platte A werfen konnten, ebenso wie die Größe des lichtelektrischen Effektes an Ruß recht gering war, so haben wir mit sehr breitem Spalt am Spektrometer arbeiten müssen und infolgedessen sind die in der folgenden Tabelle 4 und den Kurven

Tabelle 4.

I			II	
$\lambda = 248$ $\mu\mu$			$\lambda = 220$ $\mu\mu$	
V	a beobachtet	a reduziert[1])	V	a
0	42	30	0	30
—1	42	30	—1	30
—1,3	38,7	27,6	—1,5	30
—1,5	35,1	25	—1,8	30
—2,0	23,7	16,9	—2,0	28,5
—2,5	9	6,42	—2,5	18,5
—2,8	0	0	—3,0	6,9
			—3,5	2,1
			—3,8	0

der Fig. 9 mitgeteilten Resultate bei zwei Wellenlängengebieten angestellt, welche so groß

1) Reduziert auf dieselbe Maximalenergie wie bei $\lambda = 220$ $\mu\mu$.

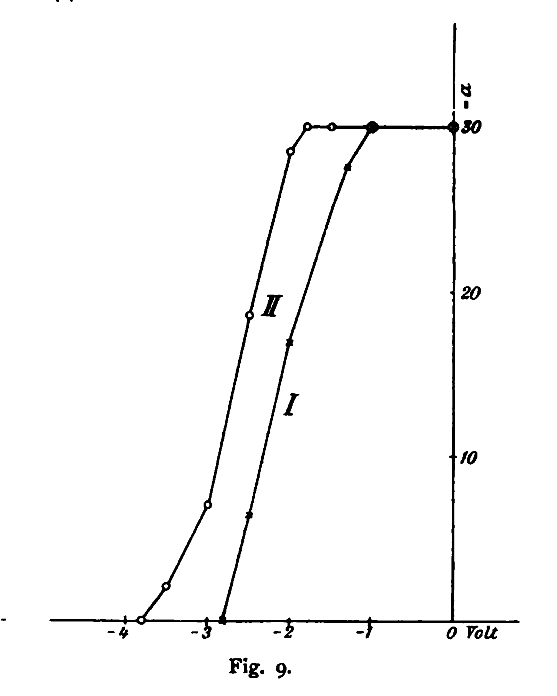


Fig. 9.

sind, daß sie nicht nur zusammenstoßen, sondern sogar übe einander greifen[1]).

Daher ist der Abfall in den beiden Kurven, von denen I etwa bei der Wellenlänge 240, II bei 210 $\mu\mu$ aufgenommen ist, nicht so steil, wie er sein würde, falls homogenere Strahlen benutzt worden wären. Aber auf jeden Fall folgt auch aus diesen Kurven, daß den beiden wirkenden Wellenlängenbereichen zwei Geschwindigkeitsbereiche entsprechen, und es läßt sich wohl mit Sicherheit annehmen, daß jeder wirkenden Wellenlänge eine einzige Geschwindigkeit resp. ein kleiner Geschwindigkeitsbereich entspricht, der etwa nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetz sich um eine Hauptgeschwindigkeit verteilt.

Der lichtelektrische Effekt ist also ein reines Resonanzphänomen; durch Licht bestimmter Periode werden die Elektronen zum Mitschwingen angeregt, deren Eigenperiode mit der Periode des erregenden Lichtes übereinstimmt; diese Elektronen verlassen dann die bestrahlte Metallplatte mit einer Geschwindigkeit, welche in einer einfachen Beziehung zu ihrer Schwingungszahl steht. Je größer die letztere, desto größer auch die Geschwindigkeit.

1) Versuche mit größerer Energie und engerem Spektralbezirk sind im Berliner physikalischen Institut in Vorbereitung.

(Eingegangen 14. Oktober 1908.)

Max Planck (Berlin-Grunewald), Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik.

Das Newtonsche Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion hat bekanntlich zum eigentlichen Inhalt den Satz der Konstanz der Bewegungsgröße oder des Bewegungsimpulses; ich möchte daher von jenem Prinzip auch nur im Sinne dieses Satzes reden, und zwar in seiner Bedeutung für die allgemeine Dynamik, welche nicht nur die Mechanik im engeren Sinne, sondern auch die Elektrodynamik und die Thermodynamik umfaßt.

Vielen von uns ist wohl noch in Erinnerung das Aufsehen, das es erregte, als H. A. Lorentz bei seinem Aufbau der atomistischen Elektrodynamik auf der Grundlage des ruhenden Äthers dem dritten Newtonschen Axiom die Allgemeingültigkeit absprach, und es konnte nicht fehlen, daß dieser Umstand, so z. B. von seiten H. Poincarés, als ein schwerwiegender Einwand gegen die Lorentzsche Theorie geltend gemacht wurde. Eine Art Beruhigung trat erst wieder ein, als sich zeigte, besonders durch die Untersuchungen von M. Abraham, daß das Reaktionsprinzip doch noch zu retten ist, und zwar in seiner vollen Allgemeinheit,

falls man nur außer der bisher allein bekannten mechanischen Bewegungsgröße noch eine neue Bewegungsgröße, die elektromagnetische, einführt. Abraham hat das noch näher dadurch plausibel gemacht, daß er die Erhaltung der Bewegungsgröße in Vergleich brachte mit der Erhaltung der Energie. Ebenso, wie das Energieprinzip verletzt wird, wenn man auf die elektromagnetische Energie keine Rücksicht nimmt, und erfüllt wird, wenn man diese Energieart einführt, so wird das Reaktionsprinzip verletzt, wenn man allein die mechanische Bewegungsgröße betrachtet, dagegen erfüllt, sobald man noch die elektromagnetische Bewegungsgröße berücksichtigt.

Indessen läßt dieser an sich gewiß unanfechtbare Vergleich doch noch einen wesentlichen Unterschied unberührt. Denn bei der Energie kennen wir ohnehin schon eine ganze Reihe verschiedener Arten: die kinetische Energie, die Gravitation, die elastische Deformationsenergie, die Wärme, die chemische Energie, und es bedeutet daher keine prinzipielle Neuerung, wenn man diesen verschiedenen Formen als eine weitere Form noch die elektromagnetische Energie angliedert. Dagegen bei der Bewegungsgröße kannte man bisher nur eine einzige: eben die mechanische. Während die Energie von vornherein schon einen universellen physikalischen Begriff darstellt, war die Bewegungsgröße bisher speziell ein mechanischer Begriff, das Reaktionsprinzip ein speziell mechanischer Satz, und daher mußte die als notwendig erkannte Erweiterung immerhin auch als eine Umwälzung prinzipieller Art empfunden werden, durch welche der bisher verhältnismäßig einfache und einheitliche Begriff der Bewegungsgröße einen erheblich komplizierteren Charakter erhält.

Ist es nun nicht möglich, auch vom Standpunkt der allgemeinen Dynamik aus die Definition der Bewegungsgröße, trotzdem sie jetzt sowohl die mechanische als auch die elektromagnetische Form umfaßt, dennoch ebenso einheitlich zu gestalten, wie das früher in der Mechanik geschah? Eine Bejahung dieser Frage würde jedenfalls auch zu einem Fortschritt in der Erkenntnis der eigentlichen Bedeutung des Reaktionsprinzips führen.

In der Tat scheint eine solche einheitliche Definition der Bewegungsgröße möglich und durchführbar zu sein, wenigstens wenn man zugleich die Einsteinsche Theorie der Relativität gelten läßt[1]). Nun muß allerdings hervorgehoben werden, daß diese Theorie heutzutage noch keineswegs als gesichert anzusehen ist. Allein da ihre Abweichungen von den übrigen in Betracht kommenden Theorien sich nur auf äußerst kleine Glieder beschränken, so wird man jedenfalls sagen dürfen, daß sie eben bis auf jene Abweichungen als richtig gelten kann, und insofern behalten also die folgenden Betrachtungen unter allen Umständen eine gewisse Bedeutung.

In der Relativitätstheorie läßt sich nun die Bewegungsgröße ganz allgemein auf denjenigen Vektor zurückführen, welcher die Energieströmung ausdrückt, aber nicht allein die Poyntingsche elektromagnetische Energieströmung, sondern die Energieströmung ganz im allgemeinen. Vom Standpunkt der Nahewirkungstheorie aus betrachtet kann ja eine jede Energieart nur durch kontinuierliche Fortpflanzung, nicht durch sprungweise Änderung ihren Ort im Raum verändern. Daher erfordert das Energieprinzip allgemein, daß die Änderung der gesamten in einem Raum befindlichen Energie gleich ist einem Oberflächenintegral, nämlich der algebraischen Summe der im ganzen durch die Oberfläche des Raumes einströmenden Energie. Die Strömung kann erfolgen durch Strahlung, wie beim Poyntingschen Vektor, durch Leitung, wie beim Druck oder Stoß und bei der Wärmeleitung, und durch Konvektion, wie beim Eintritt von ponderablen Atomen oder Elektronen durch die betrachtete Oberfläche. In jedem Falle ist die gesamte Energieströmung an jeder Stelle des Raumes, auf die Flächen- und Zeiteinheit bezogen, ein bestimmter endlicher Vektor, und der Quotient dieses Vektors durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c ist ganz allgemein die auf die Volumeneinheit bezogene Bewegungsgröße.

Nehmen wir als Beispiel eine mit der Geschwindigkeit q bewegte ponderable Flüssigkeit unter dem Drucke p. Durch ein Flächenelement df einer ruhenden normal zu q gerichteten Ebene strömt in der Zeit dt Energie durch Leitung und durch Konvektion. Die geleitete Energie ist die mechanische Arbeit: $p \cdot df \cdot q dt$. Die mitgeführte Energie ist: $df \cdot \varepsilon \cdot q dt$, wobei ε die Energiedichte bezeichnet. Folglich ist nach der Definition die Bewegungsgröße der Volumeneinheit:

$$\frac{(\varepsilon + p) q}{c^2}.$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit der gewöhnlichen mechanischen Bewegungsgröße kq, wo k die Dichtigkeit der Flüssigkeit bedeutet, so findet man:

$$k = \frac{\varepsilon + p}{c^2},$$

eine bekannte Beziehung der Relativitätstheorie[1]).

1) Vgl. insbesondere F. Hasenöhrl (Sitzungsbericht d. Akad. d. Wiss. zu Wien vom 31. Oktober 1907, S. 1400), der zwar nicht direkt von der Relativitätstheorie ausgeht, aber doch, soweit ich sehe, zu ganz den nämlichen Resultaten gelangt wie diese.

1) Vgl. z. B. M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **26**, 27, 1908. Gleichung (48).

Von dem geschilderten Standpunkte aus kann das Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion ganz allgemein als der „Trägheitssatz der Energie" bezeichnet werden.

Wir können aber noch einen Schritt weitergehen. Wie die Konstanz der Energie den Begriff der Energieströmung, so zieht notwendig auch die Konstanz der Bewegungsgröße den Begriff der „Strömung der Bewegungsgröße", oder kürzer gesprochen: der „Impulsströmung" nach sich. Denn die in einem bestimmten Raum befindliche Bewegungsgröße kann sich nur durch äußere Wirkungen, also nach der Theorie der Nahewirkung nur durch Vorgänge an der Oberfläche des Raumes ändern, also ist der Betrag der Änderung in der Zeiteinheit ein Oberflächenintegral, welches als die gesamte Impulsströmung in das Innere des Raumes hinein bezeichnet werden kann. Ein wesentlicher Unterschied aber gegenüber der Energieströmung liegt darin, daß die Energie ein Skalar, die Bewegungsgröße dagegen ein Vektor ist. Daher wird die in einen Raum einströmende Energie durch ein einziges Oberflächenintegral ausgedrückt, und die Energieströmung ist ein Vektor. Dagegen wird die in einen Raum einströmende Bewegungsgröße durch drei Oberflächenintegrale ausgedrückt, entsprechend den drei Komponenten der Bewegungsgröße, und die Impulsströmung an einem Orte ist ein Tensortripel, in der Bezeichnungsweise von W. Voigt[1]), charakterisiert durch sechs Komponenten.

Um eine Vorstellung von der Bedeutung dieses Tensortripels zu gewinnen, betrachten wir zuerst die mechanische Bewegungsgröße und die ihr entsprechende mechanische Impulsströmung. Der gesamte Impulsstrom in das Innere eines Raumes hinein, also die Zunahme der im Innern befindlichen Bewegungsgröße pro Zeiteinheit, ist gleich der resultierenden mechanischen Kraft, welche auf die gesamte in dem Raume befindliche Masse wirkt. Folglich ist die Impulsströmung durch ein Oberflächenelement nichts anderes als der mechanische Druck auf das Oberflächenelement, und die Komponenten desselben von der Form:

$$X_n = X_x \cos(nx) + X_y \cos(ny) + X_z \cos(nz)$$
$$Y_n = Y_x \cos(nx) + Y_y \cos(ny) + Y_z \cos(nz)$$
$$Z_n = Z_x \cos(nx) + Z_y \cos(ny) + Z_z \cos(nz),$$

wenn n die innere Normale des Oberflächenelementes bezeichnet. X_x, Y_y, Z_z, $X_y = Y_x$, $Y_z = Z_y$, $Z_x = X_z$ sind die sechs Komponenten des Tensortripels, welches den Impulsstrom darstellt.

Ganz ebenso verhält es sich mit der elektromagnetischen Impulsströmung im Vakuum. Die Komponenten dieses Tensortripels sind nichts anderes als die bekannten Maxwellschen Spannungen. Ihre Integration über eine geschlossene Oberfläche liefert den gesamten Impulsstrom in das Innere und somit die Zunahme der im eingeschlossenen Raume enthaltenen gesamten mechanischen und elektromagnetischen Bewegungsgröße. Es ist bemerkenswert, wie durch diesen Satz die Maxwellschen Spannungen auch für die Theorie des ruhenden Äthers eine physikalische Bedeutung gewinnen. Denn als Druckkraft haben diese Spannungen in dieser Theorie keinen rechten Sinn, da man doch einer Kraft, die auf etwas absolut Unbewegliches wirkt, nicht wohl eine Bedeutung beimessen kann[1]). Daß die Maxwellschen Spannungen sich dennoch, trotzdem sie sozusagen offiziell abgeschafft waren, in der Theorie des ruhenden Äthers behauptet haben, indem sie sich eben für gewisse Rechnungen häufig als bequemes mathematisches Hilfsmittel erwiesen, konnte schon den Gedanken nahelegen, daß ihnen doch irgendeine besondere physikalische Rolle zufällt, durch die sie auch für den ruhenden Äther legitimiert werden.

Es liegt nahe, den Begriff der Impulsströmung auch auf das Gravitationsfeld zu übertragen, wobei sich, abgesehen von dem fatalen Vorzeichen, eine bemerkenswerte Anzahl von Analogien ergeben; doch würde eine nähere Erörterung dieses Problems hier zu weit führen.

Diskussion.

Minkowski: Die Sätze über die Bewegungsgröße sind meiner Ansicht nach unmittelbar aus dem Energiesatze zu gewinnen. Nämlich der Energiesatz hängt in der Lorentzschen Theorie von dem Bezugssystem für Raum und Zeit ab. Schreibt man den Energiesatz für jedes mögliche Bezugssystem auf, so hat man mehrere Gleichungen, und in diesen sind die Sätze über die Bewegungsgröße mit enthalten.

Planck: Gewiß. Aber ich betrachte die Unabhängigkeit vom Bezugssystem nicht als ein festes physikalisches Ergebnis, sondern mehr als eine Hypothese, die ich allerdings für aussichtsreich halte, aber noch keineswegs für erwiesen. Es ist eben noch zu prüfen, ob diese Beziehungen auch wirklich in der Natur vorhanden sind. Das können wir nur auf experimentellem Wege erfahren, und hoffentlich ist die Zeit nicht mehr fern, wo wir es erfahren.

1) Vgl. M. Abraham, Enzyklopädie d. math. Wiss. IV, 14, S. 28.

1) Vgl. H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen, S. 28. Leiden 1895.

(Eingegangen 9. Oktober 1908.)



O. v. Baeyer (Charlottenburg), Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Bei der Bestimmung von Wellenlängendifferenzen mittels der Interferenzen an planparallelen Platten hat man sich bisher einer angenäherten Theorie[1]) bedient, bei der die Dispersion der benutzten planparallelen Platte vernachlässigt wird. Während in der Theorie des Stufengitters, die von Michelson[2]) abgeleitet wurde, dieser Punkt Berücksichtigung gefunden hat, ist dies für die Interferenzen an planparallelen Platten bisher noch nicht geschehen. Nun ist bei den planparallelen Luftplatten die Dispersion naturgemäß bedeutungslos. Auch bei den älteren ungenauen planparallelen Glasplatten ist die Vernachlässigung der Dispersion[3]) zulässig, bei den neueren guten Platten und insbesondere bei der Anwendung von Interferenzpunkten aber keineswegs. Die Berücksichtigung der Dispersion hat also eine praktische Bedeutung und deshalb soll im folgenden der Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied abgeleitet, das Ergebnis auf einige praktische Fälle angewendet werden.

Der Gangunterschied γ der von einer planparallelen Platte erzeugten interferierenden Strahlenbündel ist bekanntlich:

$$\gamma = 2dn\cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

wo

- d die Dicke des Glasstreifens,
- n der Brechungsexponent,
- r der Winkel der Strahlen innerhalb der Platte mit der Plattennormale,
- i der Austrittswinkel der Strahlen.

Die Ordnungszahl q eines Interferenzstreifens ist dann

$$q = \frac{\gamma}{\lambda},$$

wo λ die Wellenlänge der interferierenden Strahlen ist.

Daher ist

$$q\lambda = 2dn\cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

oder

$$q^2\lambda^2 = 4d^2n^2 - 4d^2\sin i^2. \qquad (1)$$

Setzt man in (1) für q: $q+1$ ein und subtrahiert davon Gleichung 1, so ergibt sich (da 1 klein gegen q):

$$2q\lambda^2 = -4d^2(\sin^2 i_1 - \sin^2 i) = 2\gamma\lambda, \qquad (2)$$

wo i_1 der zur Ordnung $q+1$ gehörige Austrittswinkel ist.

Läßt man andererseits in Gleichung (1) q konstant und setzt für λ: $\lambda + \Delta\lambda$ ein und subtrahiert davon Gleichung (1), so ergibt sich (wenn $\Delta\lambda$ eine gegenüber λ kleine Wellenlängendifferenz):

$$\left.\begin{array}{l} 2q^2\lambda\Delta\lambda = 4d^2(n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda) \\ \quad - 4d^2(\sin^2 i_0 - \sin^2 i) \end{array}\right\}. \qquad (3)$$

Für $n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda$ kann man bei den sehr kleinen Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$, die hier in Betracht kommen, $2n\frac{dn}{d\lambda}\Delta\lambda$ setzen. Dann ergibt sich aus (2) und (3):

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i} \cdot \frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4d^2 n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad (4)$$

Für $i_0 = i_1$ erhält man die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda_m$, die dem Abstand zweier Interferenzstreifen der Ordnung q und $q+1$ entspricht.

$$\Delta\lambda_m = \frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4d^2\frac{dn}{d\lambda}n} = \frac{\lambda^2}{q\lambda - \frac{4d^2}{q}n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad (5)$$

Setzt man in Gleichung (5) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, so ergibt sich:

$$\Delta\lambda_m' = \frac{\lambda^2}{\lambda q} = \frac{\lambda^2}{\gamma}.$$

Dies ist die sonst angewandte vereinfachte Formel. Wie man sieht, wird durch den Einfluß der Dispersion das sogenannte Dispersionsgebiet $\Delta\lambda_m$ verkleinert $\left(\text{da } \frac{dn}{d\lambda} \text{ negativ}\right)$.

Die kleinste wahrnehmbare Wellenlängendifferenz ergibt sich aus dem Dispersionsgebiet und der Anzahl (p) der interferierenden Strahlenbündel. Es ist nämlich

$$\Delta\lambda_{\min} = \frac{\Delta\lambda_m}{p},$$

wobei allerdings vorausgesetzt ist, daß die p interferierenden Strahlenbündel gleiche Intensität haben. Für Interferenzen an planparallelen Platten bei streifender Inzidenz ist diese Bedingung angenähert erfüllt, so daß man in diesem Falle eine obere Grenze für die Leistungsfähigkeit des Apparates aus der obigen Gleichung erhält.

Das Auflösungsvermögen wird definiert durch die Größe

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\min}} = \frac{p\lambda}{\Delta\lambda_m}.$$

Da bei Berücksichtigung der Dispersion $\Delta\lambda_m'$ etwas kleiner ausfällt, wird das Auflösungsvermögen in diesem Falle entsprechend höher sich ergeben.

Zur Berechnung von Wellenlängendifferenzen aus den gemessenen Winkeldifferenzen ergibt sich aus Gleichung (5) und (4) folgende Gleichung:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}\Delta\lambda_m.$$

1) O. Lummer u. E. Gehrcke, Theorie und Leistungsfähigkeit der Dispersionsapparate hoher Auflösungskraft. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 4, Heft 1.

2) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. 8, 36—47, 1898.

3) Ch. Fabry u. A. Perot, Ann. de chim. et phys. (7) 16, 115, 1899.

Nach einfacher Umformung läßt sich diese Gleichung schreiben:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin(\Delta i + 2i)\sin\Delta i}{\sin(\Delta i_m + 2i)\sin\Delta i_m}\,\Delta\lambda_m.$$

$\Delta i = i_0 - i$, wo $\Delta i_m = i_1 - i$ gesetzt ist.

Aus dieser Gleichung folgt, daß für nicht zu große Δi und Δi_m bei $i = 45^0$ die Wellenlängendifferenzen angenähert proportional den Winkeldifferenzen sind. Bei senkrechter Inzidenz ($i = 0$) und streifender Inzidenz ($i = 90^0$) verhalten sich dagegen die Wellenlängendifferenzen wie die Quadrate der Winkeldifferenzen.

Für die Berechnung von Wellenlängendifferenzen muß man also außer $\Delta\lambda_m$ den zu jeder Winkeldifferenz $i_0 - i$ gehörigen Wert des Quotienten:

$$\frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}$$

kennen. Diese Berechnung läßt sich auf folgende Weise ausführen.

Aus der Ausmessung der Interferenzstreifen der Wellenlänge λ ergeben sich die Winkeldifferenzen für die Gangunterschiedsdifferenzen λ, 2λ, 3λ ...

In den am Schlusse folgenden Tabellen sind die mittels der Methode der Interferenzpunkte nach den neuen Formeln gewonnenen Resultate zusammengestellt und außerdem die früheren Resultate[1, 2]) und die Ergebnisse von Janicki[3]) zum Vergleich angeführt.

Die hier zur Umrechnung verwandten Resultate der Messungen von E. Gehrcke und O. v. Baeyer[1]) und von O. v. Baeyer[2]) sind erhalten mittels folgender planparallelen Platten.

1. Platte C von Zeiß (Jena) gekreuzt mit Platte B und D. Dicke 5,035 mm, Länge 20 cm.

2. Platte von Hilger (London) gekreuzt mit Platte D. Dicke 9,71 mm, Länge 30 cm.

Die für die Umrechnung nötigen Konstanten der Platten von Zeiß und Hilger hat mir Herr Dr. L. Janicki in freundlicher Weise zur Verfügung gestellt; ich möchte nicht verfehlen, an dieser Stelle meinen besten Dank dafür auszusprechen.

Die für einige Wellenlängen nach der Hartmannschen Dispersionsformel berechneten Werte für $\frac{dn}{d\lambda}$ und $\Delta\lambda$ sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

λ Å.-E.		5790	5769	5461	5086	4800	4722	4678	4359	4348	4078	4047
$-\frac{dn}{d\lambda}10^7$	Zeißplatte	47,0	47,0	54,1	64,9	75,6	79,0	80,9	97,9	98,6	117,7	120,3
	Hilgerpl.	77,0	77,8	92,0	—	—	141,9	—	194,1	195,9	248,1	254,9
$\Delta\lambda_m$ Å.-E.	Zeißplatte	0,284	0,282	0,251	$0{,}216_5$	0,192	0,185	0,182	$0{,}156_4$	$0{,}155_5$	$0{,}135_6$	$0{,}133_4$
	Hilgerplatte	0,135	0,134	0,119	—	—	0,0868	—	0,0724	0,0721	0,0620	0,0609

Durch Interpolation (z. B. graphisch) kann man auch die einer anderen Winkeldifferenz $i_0 - i$ zugehörige Gangunterschiedsdifferenz $\alpha\lambda$ bestimmen.

Aus Gleichung (4) folgt nun

$$2\gamma\lambda = -(\sin^2 i_1 - \sin^2 i)\,4d^2$$
$$2\gamma\alpha\lambda = -(\sin^2 i_0 - \sin^2 i)\,4d^2,$$

daher

$$\alpha = \frac{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}.$$

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß die nach der vereinfachten Theorie berechneten Wellenlängendifferenzen etwas zu groß ausfallen müssen. Tatsächlich zeigen alle Zahlen für Wellenlängendifferenzen, die nach der vereinfachten Formel gewonnen wurden, diese Tendenz gegenüber den Resultaten anderer Beobachter, die mit Stufengitter gearbeitet haben. Auf diese allerdings teilweise an der Fehlergrenze der Beobachtungen liegende Abweichung haben E. Gehrcke und Verfasser[1]) schon in einer früheren Arbeit hingewiesen und auch schon die Möglichkeit eines systematischen Fehlers erwähnt.

Die Zusammenstellung der Resultate in der folgenden Tabelle zeigt, daß durch die Berücksichtigung der Dispersion die Übereinstimmung der Resultate eine vorzügliche geworden ist. Besonders gilt dies von den mit der vortrefflichen Hilgerplatte und dem Stufengitter gewonnenen Zahlen. Bei einzelnen Linien, wie 4359 und 5461, treten scheinbar etwas größere Abweichungen auf. Bei diesen Linien sind die Hauptlinien stark verbreitert, wodurch eine Unsicherheit in der Bestimmung des Schwerpunktes der Hauptlinien eintritt. Daß tatsächlich die Lage der Trabanten bei den einzelnen Beobachtern ebensogut übereinstimmt wie bei den anderen untersuchten Linien, erkennt man, wenn man die Hauptlinien bei den einzelnen Messungen entsprechend verschoben annimmt. So sind bei der Linie 4359 die Abweichungen der Zahlen von Janicki und v. Baeyer im Mittel = 0,005 Å.-E., während durch Verschiebung der Hauptlinie in den beiden Messungen um 0,005 Å.-E. die mittlere Abweichung nur mehr 0,002 Å.-E. beträgt. Die Abweichungen der zueinander ge-

1) E. Gehrcke u. O. v. Baeyer, Ann. d. Phys. (4) **20**, 282, 1906.

2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 88, 1907.

3) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36–79, 1906.

Quecksilberspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer				Janicki	O. v. Baeyer	
	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Stufengitter	Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte		neue Werte			neue Werte	alte Werte
4047	−0,111	−0,113	−0,101	−0,104	−0,111	−0,111	−0,126
	−0,053	−0,049	−0,048	−0,045	−0,051	−0,053	−0,059
	+0,077	+0,077	+0,071	+0,071	+0,067	+0,066	+0,075
	+0,143	+0,138	+0,131	+0,127	—	+0,126	+0,143
4078	−0,086	−0,077	−0,079	−0,071	−0,076	−0,076	−0,086
	−0,049	−0,044	−0,045	−0,041	−0,046	−0,047	−0,053
	—	—		—	+0,032	+0,033	+0,037
	+0,050	+0,058	+0,046	+0,053	+0,049	+0,048	+0,055
	+0,7...	+0,089	+0,7..	+0,081	+0,074	+0,073	+0,082
4348	—	−0,048	—	−0,044	−0,046	−0,049	−0,054
	—	+0,055	—	+0,051	+0,053	+0,050	+0,056
	—	+0,082	—	+0,076	+0,083	+0,080	+0,089
4359	−0,168	−0,171	−0,156	−0,159	(−0,161)	−0,159	−0,175
	(−0,112)[1]	−0,118	—	−0,109	−0,112	−0,107	−0,118
	−0,102	−0,108	−0,095	−0,100	−0,097	−0,093	−0,103
	—	—		—	−0,052	−0,045	−0,048
	—	−0,017	—	−0,016	−0,023	−0,017	−0,018
	—	—	—	—	—	+0,019	+0,021
	—	+0,027	—	+0,025	+0,020	+0,028	+0,030
	+0,045	+0,051	+0,044	+0,047	+0,043	+0,044	+0,049
	+0,118	+0,121	+0,109	+0,113	+0,105	+0,114	+0,126
	+0,203	+0,202	+0,189	+0,188	(+0,121[2])	+0,185	+0,204
5461	−0,242	−0,241	−0,231	−0,229	−0,232	−0,237	−0,250
	−0,111	−0,103	−0,106	−0,098	−0,099	−0,101	−0,107
	−0,071	−0,055	−0,068	−0,052	−0,066	−0,068	−0,072
	—	—	—	—	—	−0,049	−0,051
	—	—	—	—	—	−0,024	−0,025
	+0,088	+0,093	+0,084	+0,088	+0,088	+0,082	+0,087
	+0,137	+0,140	+0,132	+0,134	+0,133	+0,125	+0,132
	—	+2,...	—	+2,...	—	+0,211	+0,222
5769	—	—	—	—	−0,113	—	—
	—	−0,056	—	−0,054	−0,050	−0,048	−0,050
	—	+0,047	—	+0,045	+0,046	+0,044	+0,046
	—	—	—	—	+0,087	—	—
	—	—	—	—	+0,120	—	—
5790	—	—	—	—	−0,251	—	—
	—	−0,202	—	−0,193	−0,187	−0,18..	−0,19..
	—	−0,128	—	−0,122	−0,119	−0,122	−0,127
	—	—	—	—	+0,084	—	—
	—	+0,143	—	+0,136	+0,132	+0,133	+0,139
	—	—	—	—	+0,168	—	—
	—	+0,241	—	+0,230	+0,230	+0,228	+0,237

1) Der Wert −0,112 bei E. Gehrcke und O. v. Baeyer ist durch einen Rechenfehler bedingt.
2) Der Wert +0,121 ist irrtümlich. Wenn man richtig zuordnet, ergibt sich −0,161.

Kadmiumspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke u. O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		Janicki
	alte Werte	neue Werte	Stufengitter
4678	−0,058	−0,055	−0,056
	+0,037	+0,035	+0,030
4800	−0,088	−0,083	−0,080
	−0,041	−0,038	−0,034
	+0,067	+0,063	+0,059
5086	+0,085	+0,081	+0,076
	—	—	−0,026

Wismutspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		O. v. Baeyer Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte	neue Werte	neue Werte	alte Werte
4722	+0,066	+0,057	+0,058	+0,063
	+0,112	+0,104	+0,100	+0,108
	+0,261	+0,242	+0,242	+0,263
	+0,307	+0,289	+0,283	+0,307
	+0,336	+0,316	+0,318	+0,345

hörigen Zahlen sind hier im allgemeinen kleiner als die kleinsten auflösbaren Wellenlängendifferenzen. Es folgt daraus, daß die Intensitätsverteilung in den verschiedenen Apparaten fast vollkommen der von der Theorie geforderten entsprechen muß.

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte eine Bemerkung zu den absoluten Messungen des Zeeman-Effektes der Herren v. Baeyer und Gehrcke und ihrem Verhältnis zu den übrigen neueren Bestimmungen dieser Größe machen.

Die magnetische Aufspaltung wurde mit großer Genauigkeit von Weiß und Cotton nach absolutem Maße an drei Zinklinien gemessen[1]). Andrerseits wurden im Tübinger physikalischen Institut auf Veranlassung von Prof. Paschen[2]) magnetische Aufspaltungen an Zink- und Quecksilberlinien nach anderen optischen und magnetischen Methoden von Frl. Stettenheimer[3]) und Herrn Gmelin[4]) bestimmt. Die im Tübinger Institut gefundenen Werte wichen von denen der Herren Weiß und Cotton um 1,3 Proz. ab.

Nachdem die magnetischen Meßmethoden verbessert worden waren, wiederholte Herr Gmelin[4]) die Bestimmungen, und es ergab sich ein Resultat, das nur um einige Promille von dem der Herren Weiß und Cotton differierte, so daß wohl sicher die absolute Aufspaltung einer Linie jetzt auf 0,5 Proz. festliegt.

Dagegen waren die Werte, die von den Herren v. Baeyer und Gehrcke[5]) ermittelt waren, um — ich glaube — 5 Proz. größer als die Gmelinschen und Stettenheimerschen Zahlen.

Da es nun für die Elektronentheorie und für die Feststellung der Gesetzmäßigkeiten der magnetischen Aufspaltung von Wichtigkeit ist, den Zeeman-Effekt einer Linie möglichst genau nach absolutem Maße festzulegen, auf die dann sämtliche anderen Linien infolge der bereits vorliegenden relativen Messungen bezogen sind, so ist es sehr erfreulich, daß durch die Auffindung des Fehlers in den Berechnungen der Herren v. Baeyer und Gehrcke eine Korrektur an ihren Zahlenwerten eintritt, die ihre Resultate den übrigen wesentlich näher rückt. Denn nach der von Hrn. v. Baeyer gegebenen Korrektion im Violetten zu schätzen, ist es nicht unmöglich, daß die im Gelben erforderliche Korrektur 5 Proz. ausmacht.

v. Baeyer: Ich möchte nur bemerken, daß das zutrifft; für die gelben Quecksilberlinien sind unsere alten Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ um etwa 5 Proz. zu verkleinern.

1) P. Weiß und A. Cotton, Journal de physique, Juin 1907.

2) F. Paschen, diese Zeitschr. **8**, 522, 1907.

3) A. Stettenheimer, Tübinger Diss. 1907 und Ann. d. Phys. **24**, 384, 1907.

4) Die Messungen des Herrn Gmelin werden demnächst ausführlich veröffentlicht

5) O. v. Baeyer und E. Gehrcke, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **10**, 423, 1908.

P. Zeeman (Amsterdam), Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. (Mit Tafel VI.)

Ich möchte eine kurze Mitteilung machen aus Anlaß von Untersuchungen, die Professor Hale in Mount Wilson Solar Observatory, Kalifornien, gemacht hat über die magnetische Spaltung der Sonnenfleckenlinien. Über diesen Gegenstand ist bisher nur sehr wenig veröffentlicht worden. Ein Aufsatz von Hale ist im Auszug in der englischen Zeitschrift „Nature" Nr. 2025 mitgeteilt, und in derselben Nummer von „Nature" befindet sich eine Notiz von mir, worin ich auf Wunsch von Prof. Hale meine Meinung sage über einige photographische Aufnahmen, die er mir zugesandt hatte, und die sich auf das Spektrum der Sonnenflecken beziehen.

Vor einiger Zeit hat Hale überaus schöne Photographien erhalten (Contributions Mount Wilson Observatory Nr. 26), welche die Existenz von Wirbelbewegungen in der Umgebung der Sonnenflecke beweisen und er hat die Vermutung ausgesprochen, daß in diesen Wirbeln elektrische Ströme mit herumkreisen. Ein System solcher Ströme würde dann ein magnetisches Feld verursachen, mit Kraftlinien senkrecht zur Ebene des Wirbels. Ein Sonnenfleck in der Mitte der Sonnenscheibe würde uns demnach Licht zustrahlen parallel den Kraftlinien.

Jetzt gehen wir ins Laboratorium. Seit 1896 wissen wir, daß die Spektrallinien einer Lichtquelle im magnetischen Felde parallel den Kraftlinien Dupletts werden. Wenigstens gilt dies im einfachsten von der Lorentzschen elementaren Theorie vorausgesehenen Fall. Die Linien des Dupletts sind entgegengesetzt zirkular polarisiert. Kurz bezeichnen wir diesen Fall nach der Terminologie des Herrn Voigt als Longitudinaleffekt. Der Transversaleffekt wird beobachtet in der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien.

Man kann bekanntlich die entgegengesetzt zirkulären Schwingungen des Dupletts mit einem Fresnelschen Rhombus in normal zueinander orientierte geradlinige verwandeln. Mit einem Nicol kann man dann entweder die eine oder die andere Linie auslöschen.

Ist das magnetische Feld nicht gleichförmig oder ist die Lichtquelle nicht homogen, so werden nur die Ränder der verbreiterten Linie die Zirkularpolarisation zeigen.

Prof. Hale hat nun nach dieser charakte-

ristischen Erscheinung gesucht bei den Doppellinien oder den verbreiterten Linien der Sonnenflecke, indem er den Fresnelschen Rhombus mit Nicol vor den Spalt seines Spektroskops brachte.

Ich möchte Ihnen schon jetzt ein paar Vergrößerungen projizieren, welche ich von der ursprünglichen Aufnahme von Hale gemacht habe.

In der Mitte des Bildes sehen Sie das Sonnenfleckenspektrum nach der Analyse mit Rhombus und Nicol. Als Vergleichsspektren befinden sich oben und unten das Penumbra- und Photosphärspektrum. Die durch einen Punkt bezeichnete Linie hat die Wellenlänge 6302,7. Es ist eine Eisenlinie. Die Distanz der beiden dunklen Linien ist fast genau 1 Ångström-Einheit.

Rechts sind die größeren Wellenlängen. Sie sehen, daß wirklich die bezeichnete Linie nach Violett dunkel ist.

Die dünnen vertikalen Linien sind atmosphärische Linien; glücklicherweise zeigt sich hier kein Effekt. Jetzt wird der Nicol gedreht zwischen 90^0 und 45^0. War die bezeichnete Linie soeben nach Violett dunkel, jetzt ist sie es nach Rot.

Hiermit ist die Zirkularpolarisation bewiesen.

Ein zweites Beispiel gibt uns die Linie 6363,1. Hier zeigen sich die Erscheinungen noch deutlicher wie soeben. Es fallen aber hier eine *Cr*- und *Fe*-Linie übereinander.

Hale hat bei sehr vielen Fleckenlinien den Effekt beobachtet, z. B. zwischen 6230 und 6241 bei 30 Linien. Es gibt aber merkwürdige Ausnahmen. Die Einzelheiten kann ich nicht erwähnen.

Die geschilderten Erscheinungen werden beobachtet, falls der Sonnenfleck sich in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe befindet.

Man kann noch wichtige Fragen stellen:

Wird es möglich sein, auch den Transversaleffekt, wobei die Linien linear polarisiert sind, zu beobachten? Offenbar muß dann der Fleck am Rande der Sonne sich befinden.

Wird wirklich die Polarität der Zirkularpolarisation umgekehrt, falls die Drehungsrichtung des Wirbels umgekehrt wird?

Die Antwort auf diese Fragen ist noch sehr neu, sie wird gegeben in einer Depesche von Hale, welche ich vorgestern nacht erhielt. Die Depesche lautet: Vortices rotating opposite directions show opposite polarities; spot lines near limb plane polarized.

Es ist also in den Sonnenflecken der Transversaleffekt beobachtet worden; und weiter bei Umkehrung der Rotationsrichtung des Wirbels wird das magnetische Feld der Flecken umgekehrt.

Meine Herren! Gleich nachdem ich die Negative Hales gesehen hatte und die Notiz in der „Nature“ schrieb, war ich davon überzeugt, daß Prof. Hale einen durchschlagenden Beweis dafür gab, daß Sonnenflecke intensive Magnetfelder sind.

Jetzt, nachdem sich die Beweise, ich darf wohl sagen, vervielfacht haben, hoffe ich, daß Sie alle von der Realität der so überaus schönen und wichtigen Entdeckung Hales überzeugt sind.

Als ich vorgestern abend Hale eine Depesche schickte, worin ich ihm mitteilte, ich möchte der deutschen Naturforscherversammlung etwas über die magnetische Spaltung in den Sonnenflecken erzählen, erhielt ich eine zustimmende Antwort, die auch die oben mitgeteilten neuen Tatsachen enthielt.

Offenbar legt Hale, ebenso wie ich, hohen Wert darauf, daß über den Gegenstand, worüber wir handeln, berichtet wird in dem Lande, wo die große Fundamentalwahrheit gefunden ist, welche den Namen Kirchhoffs unsterblich gemacht.

(Eingegangen 23. September 1908.)

Diskussion.

Kayser: Ich habe beabsichtigt, am Freitag im physikalischen Institut in Bonn einige der prachtvollen Photographien Hales aufzuhängen, welche die Wirbel zeigen. Es sind Aufnahmen, die in der roten Wasserstofflinie gemacht sind. Es wird ferner von Interesse sein, zu sagen, daß die Verdoppelung der Linie in den Sonnenflecken schon längst bekannt war. Schon vor etwas mehr als 40 Jahren ist die Beobachtung dieser doppelten Linie von Secchi und Young gemacht worden. Aber man hat sie damals anders erklärt. Man sagte, man hätte eine verbreiterte Linie vor sich, in deren Mitte noch eine helle Linie liegt. Man erklärt das so: Vor dem dunklen Sonnenfleck schwebt eine heißere Gasmasse, welche eine helle Linie aussendet, die auf der breiteren dunklen des Fleckens liegt. Jetzt kommt nun plötzlich die epochemachende Entdeckung von Hale, daß die Sonne uns den Zeeman-Effekt in großartigem Maße zeigt.

Voigt: Ist eine Schätzung der auf der Sonne wirksamen magnetischen Feldstärke ausgeführt worden?

Zeeman: Ja, sie gibt etwa 3000 Gauß.

P. Nordmeyer (Aachen), Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken.

Läßt man eine elektrische Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken übergehen, so sollte man von vornherein annehmen, daß das hierzu nötige Funkenpotential nicht wesentlich verschieden ist von dem Potential der Summe beider Strecken. So

fand ich auch nach Vollendung meiner Messungen eine Bemerkung von Heydweiller[1]) in seiner Arbeit über „Dämpfung und Widerstand der Kondensatorfunken": „Eine Unterteilung der Funkenstrecke ist für die Verkleinerung der Dämpfung unvorteilhaft; denn ersetzt man eine Funkenstrecke von der Länge d durch andere hintereinander geschaltete von der Gesamtlänge $d_1 + d_2 + \ldots d_n = d$, so wird wahrscheinlich das Entladungspotential dadurch nicht sehr erheblich vergrößert; Messungen darüber sind mir allerdings nicht bekannt." Diese Ansicht ist aber, wie meine Messungen zeigen, durchaus nicht allgemein zutreffend, sondern gilt bei meiner Versuchsanordnung nur für einen speziellen Fall.

Die Versuchsanordnung (Fig. 1) war folgende:

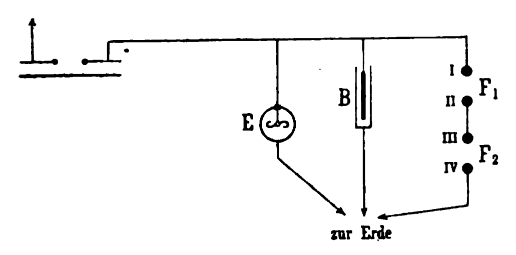


Fig. 1.

Der eine Pol einer einfachen Holtzschen Influenzmaschine, welche durch einen Elektromotor getrieben wurde, war sowohl mit der Kugel I eines Funkenmikrometers F_1, wie mit einem Heydweillerschen Elektrometer E und einer Batterie Leidener Flaschen B verbunden. Das Schutzgehäuse des Elektrometers und die äußeren Belegungen der Batterie waren zur Erde abgeleitet, ebenso der andere Pol der Influenzmaschine. Kugel II der Funkenstrecke F_1 war durch ein Drahtstück mit der einen Kugel (Kugel III) eines zweiten gleichartigen Funkenmikrometers F_2 verbunden, dessen andere Kugel (Kugel IV) geerdet war. Die Kugeln waren aus Messing und hatten einen Durchmesser von 1,5 cm. Das Heydweillersche Elektrometer[2]) war bis etwa 26000 Volt benutzbar; sein Reduktionsfaktor war durch Vergleichen mit einem geeichten Siemensschen Zeigerelektrometer mehrfach bestimmt worden. Inwieweit die von mir so bestimmten Potentialdifferenzen für einfache, sowohl unbelichtete wie mit ultraviolettem Licht bestrahlte Funkenstrecken mit denen früherer Beobachter übereinstimmen, ergibt sich aus Tabelle 1. Die Werte von Baille[3]), Paschen[4]),

Tabelle 1.
Funkenpotentiale in Kilovolt. Atmosphärendruck.

Schlagweite	Nordmeyer	Nordmeyer	Baille	Paschen	Freyberg	Heydweiller	Orgler
mm	bestr.	unbestr.	unbestr.	unbestr	unbestr.	unbestr.	bestr.
1	4,57	4,56	4,56	4,81	4,61	4,75	4,57
2	7,93	7,91	7,97	8,30	9,10	8,23	8,20
3	11,15	11,10	11,14	11,64	11,65	11,37	11,57
4	14,35	14,45	14,22	14,77	14,20	14,40	14,65
5	17,17	17,13	16,47	17,81	16,90	17,40	17,45
6	19,87	20,26	19,57	20,56	19,40	20,10	—
7	22,44	22,48	21,80	23,03	21,75	23,50	—
8	24,71	24,96	23,82	25,45	23,90	25,05	—

Freyberg[1]) und Heydweiller[2]) sind auf einem Kugelradius von 0,75 cm interpoliert; die Zahlen von Orgler[3]) gelten für einen Radius von 1,25 cm und für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung meiner beiden Reihen unter sich und mit den anderen Reihen eine gute. Meine mit Belichtung gewonnenen Funkenspannungen habe ich allen angestellten Berechnungen zugrunde gelegt. Die Bestrahlung wurde durch eine Quecksilberbogenlampe bewirkt; der Bogen war meist 20 cm von der Funkenstrecke entfernt.

Die Potentialmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Spannung langsam erhöht wurde, bis die Funkenentladung eintrat, und daß der Umkehrpunkt des Elektrometers abgelesen wurde. Die Motorgeschwindigkeit wurde so reguliert, daß das scheinbare Fortschreiten des Fadenkreuzes auf der Skala bequem verfolgt werden konnte. Von jeder Funkenstreckenkombination wurden eine Reihe solcher Einzelentladungen hintereinander beobachtet. Vor jeder Meßreihe wurden meist die Elektroden neu geputzt und neu eingestellt.

Bei bestrahlter Funkenstrecke war die Übereinstimmung der Einzelmessungen (meist 10) einer Meßreihe vollkommen. Bei den Messungen ohne Bestrahlung — zum größten Teil wurden sie sogar unter Ausschluß des Tageslichtes gemacht, da in manchen Fällen, wie wir sehen werden, auch eine geringe Ionisation großen Einfluß auf die Höhe der Funkenspannung haben kann — war die Übereinstimmung der Einzelbeobachtungen innerhalb einer Meßreihe nicht so gut. Es wurde daher eine große Zahl (meist bis 40) von aufeinanderfolgenden Einzelablesungen gemacht. Aus dieser Anzahl ließ sich dann ein Intervall von 10 bis 15 aufeinanderfolgenden Ablesungen herausschneiden, bei welchem die Abweichungen der Extrem-

1) Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **25**, 57, 1908.
2) Hergestellt vom Aachener Institutsmechaniker Herrn Feldhausen nach den Angaben von Heydweiller; Zeitschr. f. Instrumentenkunde **12**, 377—381, 1892.
3) Baille, Ann. d. Chim. **25**, 486, 1882.
4) Paschen, Wied. Ann. **37**, 69, 1889.

1) Freyberg, ebenda **38**, 231, 1889.
2) Heydweiller, ebenda **40**, 464, 1890.
3) Orgler, Ann. d. Phys. (4) **1**, 159, 1900.

werte innerhalb etwa 3 Proz. Mittelwertes lagen. Nahm man ein größeres Intervall (20 bis 30), so erhielt man fast denselben Mittelwert, nur die Abweichungen der Extremwerte waren größer. Nur bei einigen ganz bestimmten Funkenstreckenkombinationen wichen die Werte einer Meßreihe beträchtlich voneinander ab, die Mittelwerte aus solchen Reihen habe ich in den Tabellen mit einem * bezeichnet. Aus den Mittelwerten von meist 3, manchmal auch 2

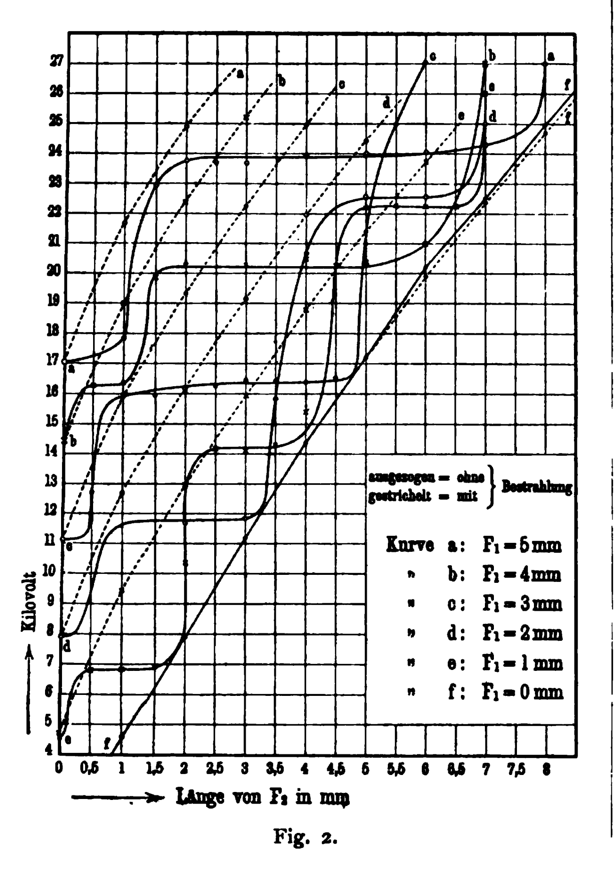


Fig. 2.

oder 4 oder 5 Meßreihen für jede einzelne Funkenstreckenkombination sind die Werte gebildet, welche in Tabelle 2 angegeben sind. Die Angaben dieser Tabelle habe ich in Fig. 2 durch ausgezogene Kurven dargestellt. Aus diesen ist nun ohne weiteres folgender allgemeiner Verlauf der Erscheinung zu erkennen: für jedes F_1 (von 1 bis 5 mm) steigt bei wachsendem F_2 das Funkenpotential der Kombination zunächst um einen gewissen Betrag, bleibt bei weiter wachsendem F_2 eine ganze Strecke lang in gleicher Höhe, steigt von einem gewissen Punkte stark wieder an, um dann wieder für eine Strecke das gleiche zu bleiben. Eine solche mehrfache Wiederholung der Erscheinung ließ sich natürlich nur bei kleinen F_1 (1 und 2 mm) beobachten, da ich ja nicht über 26 Kilovolt hinaus messen konnte.

Das Funkenpotential von $F_1 + F_2$ ist also bei wachsendem F_2 und gleichbleibendem F_1 nicht von F_2, sondern von F_1 abhängig. Ich habe daher das Anwachsen des Potentials $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 ausgerechnet; diese Zahlen stehen in Tabelle 2 unter Δ, und zwar in Prozent von den für F_1 mit Bestrahlung gewonnenen Werten (siehe Tabelle 1). Unter „Δ-Korr." sind dieselben Zahlen auf 0 korrigiert und abgerundet angegeben; in Fig. 3 sind sie graphisch dargestellt. Hieraus sieht man, daß beim Zuschalten von F_2 das Funkenpotential von F_1 für alle Größen von F_1 um etwa 45 Proz. erhöht wird. Für $F_1 = 1$ mm beträgt die Erhöhung 50 Proz., für F_1 bis 5 mm etwa 40 Proz. Sie nimmt also ein wenig mit wachsendem F_1 ab, ist aber sonst für verschiedene F_1 ungefähr gleich. Also ist die Spannung, die zum Durchschlagen von $F_1 + F_2$ nötig ist, nur abhängig von F_1 und unabhängig von F_2, bis zu einer bestimmten Größe von F_2. Sobald die Kurve für $F_1 + F_2$ die Kurve für einfache Funken-

Tabelle 2.

Funkenpotentiale von zwei Funkenstrecken hintereinander in Kilovolt.
Ohne Bestrahlung. Drahtlänge zwischen Kugel II und III = 3 cm.

F_2 mm	F_1 = 1 mm [V = 4,57]	Δ Proz.	Δ Korr.	F_1 = 2 mm [V = 7,93]	Δ Proz	Δ Korr.	F_1 = 3 mm [V = 11,15]	Δ Proz.	Δ Korr.	F_1 = 4 mm [V = 14,35]	Δ Proz.	Δ Korr	F_1 = 5 mm [V = 17,17]	Δ Proz.	Δ Korr.
0,0	4,56	— 0,2	±0,0	7,91	— 0,3	±0,0	11,10	— 0,4	±0,0	14,45	+ 0,7	±0,0	17,13	— 0,2	±0,0
0,5	6,81	+ 49,0	49,0	—	—	—	* 12,70	+ 14,0	14,5	* 16,33	+14,0	13,5	—	—	—
1,0	6,84	+ 50,0	50,0	—	—	—	15,90	+ 42,6	43,0	* 16,38	+14,1	13,5	* 17,86	+ 4,0	4,0
1,5	6,90	+ 51,0	51,0	—	—	—	15,96	+ 43,1	43,5	19,86	+38,4	37,5	23,00	+34,0	34,0
2,0	* 10,37	+127,0	127,0	11,70	+ 47,5	48,0	16,11	+ 44,5	45,0	20,27	+41,2	40,5	23,76	+38,3	38,5
2,5	14,18	+210,0	210,0	—	—	—	16,27	+ 46,0	46,5	—	—	—	—	—	—
3,0	14,12	+209,0	209,0	11,88	+ 50,0	50,5	16,47	+ 47,7	48,0	20,27	+41,2	40,5	23,69	+38,0	38,0
3,5	14,29	+212,7	213,0	* 15,88	+100,2	100,5	16,44	+ 47,4	48,0	—	—	—	—	—	—
4,0	15,42	+237,5	237,5	20,68	+161,0	161,5	16,41	+ 47,2	47,5	20,51	+43,1	42,5	23,98	+40,0	40,0
4,5	* 20,27	+343,5	343,5	—	—	—	16,54	+ 48,3	48,5	—	—	—	—	—	—
5,0	22,21	+386,0	386,0	22,61	+185,0	185,5	* 21,53	+ 93,0	93,5	20,36	+42,0	41,5	24,07	+40,0	40,0
5,5	22,45	+391,2	391,5	—	—	—	* 25,00	+124,0	124,5	—	—	—	—	—	—
6,0	22,50	+392,2	392,5	22,55	+184,4	184,5	etwa 27,00	etwa	145,0	21,00	+46,3	45,5	24,04	+40,0	40,0
6,5	22,45	+391,2	391,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7,0	etwa 26,00	etwa	480,0	etwa 25,00	etwa	220,0	—	—	—	etwa 27,00	etwa	100,0	24,33	+42,0	42,0
8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	etwa 27,00	etwa	60,00

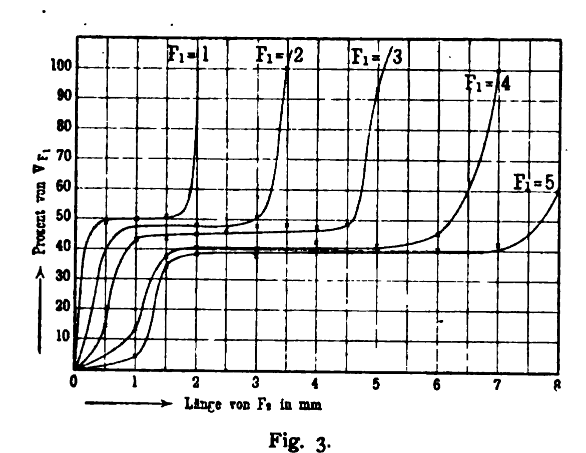
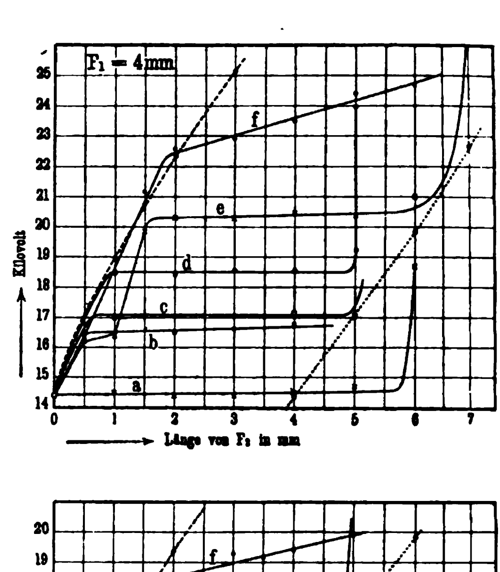


Fig. 3.

strecken ($F_1 = 0$ in Fig. 2) erreicht, biegt sie nach oben um, d. h. also: wird F_2 so groß, daß das Funkenpotential von F_2 allein größer sein würde, als das tatsächliche Funkenpotential von $F_1 + F_2$, dann steigt letzteres beträchtlich an. Es geht dann von diesem Zeitpunkte ab in ungefährer Höhe der vorigen gleich gebliebenen Spannung bei F_1 (also zwischen Kugel I und II) meist ein kleines Fünkchen (oft auch zwei) über, während die eigentliche Entladung bei einer höheren Spannung erfolgt, die mit weiter wachsendem F_2 wieder gleich bleibt, und zwar wiederum so lange, wie sie größer ist als die zum Durchschlagen von F_2 allein erforderliche Potentialdifferenz.

Die Höhenlage des horizontalen Stückes relativ zum Anfangspunkt der Kurve erwies sich nun als stark abhängig von der Kapazität, welche die Kugeln II und III nebst Verbindungsdraht besitzen. Die Messungen zur Feststellung dieser Abhängigkeit sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Auch hier habe ich wieder die Erhöhung, die das Potential $F_1 + F_2$ gegen das von F_1 zeigt, in Prozent von F_1 angegeben. In Fig. 4 sind die verschiedenen Spannungskurven für $F_1 = 3$ und $F_1 = 4$ gezeichnet, in Fig. 5 die Kurven der prozentischen Erhöhung für $F_1 = 4$ und $F_1 = 5$ mm. Zunächst wurden Kugel II und der Verbindungsdraht entfernt, so daß die beiden Funkenstrecken mit nur drei Kugeln hergestellt waren. Dies ist der Fall der kleinstmöglichen Kapazität. Bei den in Tabelle 2 angegebenen sehr ausführlich untersuchten Zahlenreihen befand sich zwischen Kugel II und III ein Drahtstück von 3 cm Länge; die Dicke des Drahtes war 1,6 mm. Bei weiteren Versuchen war der Draht 4, 21, 90 und 120 cm lang. Die Abweichungen der Werte von F_1 für $F_2 = 0$ von den in Tabelle 1 angegebenen Werten sind bei diesen Versuchen etwas größer, weil weniger Wert auf die Nullpunktseinstellung der Funkenmikrometer gelegt wurde. Die prozentische Erhöhung habe ich daher auch in Prozent des jedesmal gefundenen Wertes von F_1 für $F_2 = 0$



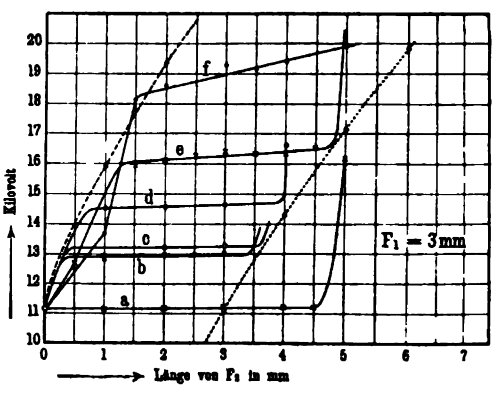
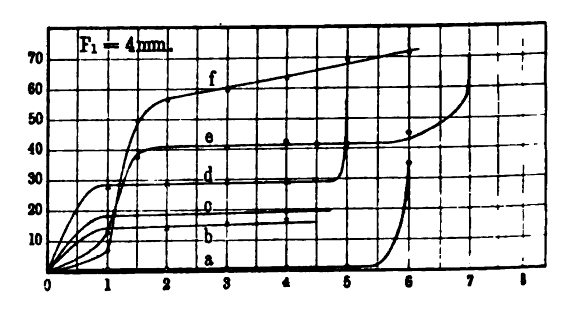


Fig. 4.



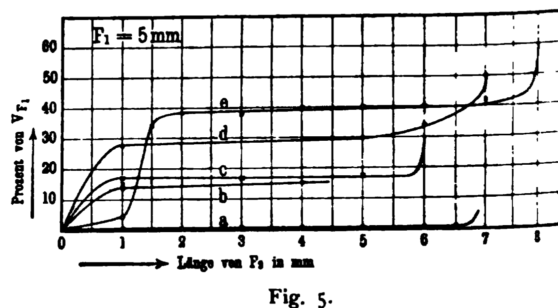


Fig. 5.

ausgerechnet. Überhaupt habe ich mich bei diesen Versuchsreihen mehr auf Stichproben beschränkt. Endlich wurde noch eine Versuchsreihe vollständig durchgeführt, bei der zwischen Kugel II und Kugel III mit dem Drahtstück

noch die innere Belegung einer kleinen Leidener Flasche (0,00131 MF) verbunden war, deren äußere Belegung geerdet war.

Der absolute Abstand von Kugel I zu Kugel IV hat vielleicht nur bei geringer Größe (unter 2 bis 3 cm) Einfluß auf den Verlauf der Kurven. Bei größerem Abstande ist ein solcher Einfluß sicher nicht vorhanden, wie aus Tabelle 5 hervorgeht, in der ich die Resultate dreier Versuchsreihen zusammengestellt habe: 1. betrug die Drahtlänge zwischen II und III 4 cm; 2. war ein 21 cm langer Draht zwischen II und III so zusammengebogen, daß der Abstand von II gegen III derselbe war, wie in 1.; 3. war die Drahtlänge = 21 cm und der Draht war ausgestreckt. Wie man sieht, differieren die beiden letzteren Reihen nur wenig, während die erste gegen die beiden anderen nach oben hin abweicht.

Ein ganz anderer Verlauf der Funkenpotentiale ergab sich nun aber, wenn beide Funkenstrecken mit ultraviolettem Licht bestrahlt wurden. Die Werte sind in Tabelle 3 unter „Beob." angegeben. Die Verhältnisse bezüglich Funkenstrecken usw., unter denen die Zahlen der Tabelle 3 beobachtet wurden, waren genau die gleichen wie bei Tabelle 2. Die Ergebnisse aus Tabelle 3 sind in den gestrichelten Linien der Fig. 2 graphisch dargestellt. In Tabelle 3 habe ich unter „Ber." die Summe des Funkenpotentials von F_1 plus dem Funkenpotential von F_2 angegeben und unter Δ die Differenz der beobachteten und berechneten Werte in Prozent von den berechneten Werten. Man sieht, daß diese Differenzen gering sind und meist innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Ob die regelmäßige Abnahme der Differenzen innerhalb der einzelnen Reihen für F_1 von positiven Werten durch Null hindurch zu negativen Werten eine mehr zufällige Erscheinung ist oder nicht, vermag ich nicht zu entscheiden. Jedenfalls ist das Funkenpotential bei bestrahlten Funkenstrecken nahezu gleich der Summe der Einzelpotentiale. Ferner habe ich den Spannungsverlauf untersucht, wenn nur F_1, und weiter, wenn nur F_2 bestrahlt wurde. Wenn nur F_1 bestrahlt wird, so ist die Wirkung nahezu dieselbe, als wenn beide Funkenstrecken bestrahlt werden, wie aus Tabelle 6 hervorgeht. In dieser habe ich zum Vergleich noch die Zahlen für den Fall, daß beide F bestrahlt waren, hinzugefügt und habe für beide Fälle das Anwachsen des Funkenpotentiales von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 berechnet. Die Differenz letzterer Zahlen ist unter Δ angegeben. Hieraus ergibt sich, daß die Werte für Bestrahlung nur von F_1 um ungefähr 10 Proz. von F_1 niedriger sind, als wenn beide F bestrahlt werden.

Wurde dagegen nur F_2 bestrahlt, so ergaben sich die bekannten Kurven, die ich ganz ohne Bestrahlung erhielt. Nur die Erhöhung des Potentials war sowohl für verschiedene F_1, wie auch für verschiedene Drahtlängen zwischen Kugel II und III stets ungefähr 13 Proz. von F_1. Dieses Verhalten zeigt Tabelle 7, in welcher die Funkenpotentiale von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 mitgeteilt sind. Die verschiedenen Reihen für dasselbe F_1 entsprechen verschiedenen Drahtlängen zwischen Kugel II und III.

Befand sich zwischen Kugel II und III noch die Leidener Flasche, und wurden beide Funkenstrecken bestrahlt, so schwankten bei schnellerem Aufladen die Werte bei den Einzelentladungen stark hin und her und blieben unterhalb der sonstigen mit Bestrahlung gewonnenen Werte. Ließ ich den Motor aber genügend langsam laufen, so erreichten auch die aufeinanderfolgenden Einzelentladungen dieselben, und zwar die für bestrahlte Funkenstrecken geltenden Spannungen.

Um zu einer Erklärung all dieser eigentümlichen Erscheinungen zu gelangen, gehe ich von der von J. J. Thomson[1]) aufgestellten Theorie über den Mechanismus der selbständigen Funkenentladung aus. Nach ihr wird die Ionisation des Gases, die notwendig ist, um dieses in den für den Funkenübergang erforderlichen leitenden Zustand zu versetzen, dadurch bewirkt, daß negative Ionen, welche stets im Gase vorhanden sind, unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegt werden und durch den Anprall an Gasmoleküle, den „Ionenstoß", neue negative Ionen

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 50, 278, 1900. Siehe auch: Thomson-Marx, Elektr. Durchgang in Gasen, S. 399. Leipzig 1906.

Tabelle 3. F_1 und F_2 bestrahlt.

F_2	F_1 = 1 mm			F_1 = 2 mm			F_1 = 3 mm			F_1 = 4 mm			F_1 = 5 mm		
	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ
0	4,57	4,57	±0,0	7,93	7,93	+0,0	11,15	11,15	±0,0	14,35	14,35	±0,0	17,17	17,17	±0,0
1	9,45	9,14	+3,4	12,70	12,50	+1,5	15,94	15,72	+1,4	19,03	18,92	+0,5	21,70	21,74	—0,2
2	12,96	12,50	+3,5	16,17	15,86	+2,0	19,34	19,08	+1,3	22,38	22,28	+0,4	24,93	25,10	—0,7
3	15,98	15,72	+1,6	19,17	19,08	+0,5	22,27	22,30	—0,1	25,19	25,50	—1,2	—	—	—
4	18,79	18,92	—0,7	21,98	22,28	—1,3	24,97	25,50	—2,1	—	—	—	—	—	—
5	21,43	21,74	—1,4	24,45	25,10	—2,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	23,70	24,44	—3,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

erzeugen. Es würden jedoch bald alle negativen Ionen von der Elektrode fortgetrieben sein und damit würde der Strom erlöschen, wenn nicht auch die positiven Ionen auf dem Wege zur Kathode negative Ionen erzeugen könnten. Dieses geschieht nun nach J. J. Thomson durch das „Kathodenbombardement" der positiven Ionen. Letztere machen durch ihren Anprall auf die Kathode aus deren Metall bzw. aus der ihr unmittelbar anliegenden Gasschicht negative Elektronen frei. Diese werden von der negativen Ladung der Kathode abgestoßen, bzw. bewegen sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und erzeugen nun ihrerseits wieder Ionen durch Spaltung der Gasmoleküle. Dieser Nachschub der negativen Ionen infolge

Tabelle 4. Ohne Bestrahlung.

F_1	F_2	Zwischen Kugel I u. IV nur eine Kugel (III)	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 21 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 90 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 120 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	An Kugel II eine Leidener Flasche	Δ Proz.	Δ Korr.	F_2	F_1
1	0,0	4,49	— 1,8	±0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,25	— 7,0	±0,0	0,0	1
	0,5	7,27	+ 59,1	61,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,33	— 5,3	2,0	0,5	
	1,0	8,19	+ 79,2	81,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*4,80	+ 5,0	12,0	1,0	
	1,5	8,71	+ 90,6	92,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,31	+ 81,8	89,0	1,5	
	2,0	8,75	+ 91,5	93,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,40	+ 83,8	90,0	2,0	
	2,5	12,60	+175,5	177,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,25	+146,0	153,0	2,5	
	3,0	15,26	+234,0	236,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,40	+149,0	156,0	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,04	+207,2	214,5	3,5	
2	0,0	8,02	+ 1,0	±0,0	8,50	+7,2	±0,0	—	—	—	—	—	—	7,91	— 0,3	±0,0	0,0	2
	0,5	8,83	+ 11,4	10,5	11,55	—	36,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	12,82	+ 61,7	60,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,05	+ 1,5	1,5	1,0	
	1,5	14,10	+ 77,7	76,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	14,20	+ 79,0	78,0	11,65	—	37,0	—	—	—	—	—	—	7,99	+ 0,8	1,0	2,0	
	2,5	14,50	+ 82,8	82,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*8,90	+ 12,2	12,5	2,5	
	3,0	14,41	+ 81,7	80,5	*15,50	—	80,0	—	—	—	—	—	—	*14,04	+ 77,0	77,5	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,40	+ 81,6	82,0	3,5	
	4,0	15,7 oder 21,8	+ 98,0 oder +175,0	97,0 oder 174,0	21,85	—	157,0	—	—	—	—	—	—	14,36	+ 81,1	81,5	4,0	
	4,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,69	+ 85,3	85,5	4,5	
	5,0	—	—	—	22,00	—	159,0	—	—	—	—	—	—	19,08	+140,5	141,0	5,0	
	5,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	19,11	+141,0	141,5	5,5	
	6,0	—	—	—	22,15	—	160,0	—	—	—	—	—	—	19,35	+144,0	144,5	6,0	
3	0,0	11,18	+ 0,3	±0,0	11,90	+6,7	±0,0	12,05	+8,0	±0,0	11,95	+7,2	±0,0	11,46	+ 2,8	±0,0	0,0	3
	0,5	12,48	+ 11,9	11,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	13,72	+ 23,0	22,5	15,35	—	29,0	—	—	—	13,57	—	13,5	11,46	+ 2,8	0,0	1,0	
	1,5	18,16	+ 62,9	62,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	18,61	+ 67,0	66,5	15,50	—	30,0	14,05	—	16,5	13,83	—	15,5	11,55	+ 3,6	1,0	2,0	
	3,0	19,34	+ 73,4	73,0	15,56	—	31,0	14,17	—	17,5	13,83	—	15,5	11,50	+ 3,1	0,5	3,0	
	3,5	19,24	+ 72,5	72,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,5	
	4,0	19,45	+ 74,4	74,0	*17,38	—	45,0	*24,70	—	105,0	*14,65	—	22,5	11,55	+ 3,6	1,0	4,0	
	5,0	19,90	+ 78,5	78,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*16,54	+ 48,0	45,0	5,0	
4	0,0	14,41	+ 0,4	±0,0	15,00	+4,5	±0,0	14,93	+4,0	±0,0	15,00	+4,5	±0,0	14,60	+ 1,7	±0,0	0,0	4
	0,5	*16,44	+ 14,5	14,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	*15,33	+ 6,8	6,5	19,20	—	28,0	17,57	—	18,0	—	—	—	14,65	+ 2,1	0,5	1,0	
	1,5	21,23	+ 49,8	49,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	22,62	+ 56,9	56,5	19,24	—	28,5	—	—	—	17,12	—	14,0	14,65	+ 2,1	0,5	2,0	
	3,0	22,96	+ 60,0	59,5	19,29	—	29,0	—	—	—	17,25	—	15,0	14,65	+ 2,1	0,5	3,0	
	4,0	23,55	+ 64,0	63,5	19,30	—	29,0	17,70	—	19,5	17,50	—	16,5	14,69	+ 2,1	0,5	4,0	
	5,0	24,39	+ 70,0	69,5	etwa 22,00	—	etwa 50,0	—	—	—	—	+4,5	—	14,69	+ 2,1	0,5	5,0	
	6,0	24,70	+ 72,0	71,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,72	+ 37,4	35,5	6,0	
	7,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,90	+ 38,7	37,0	7,0	
	8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22,61	+ 57,0	55,5	8,0	
5	0,0	—	—	—	17,63	+2,7	±0,0	17,90	+4,3	±0,0	17,77	+3,5	±0,0	17,51	+ 2,0	±0,0	0,0	5
	1,0	—	—	—	22,50	—	27,5	20,93	—	17,0	—	—	—	17,64	+ 2,8	1,0	1,0	
	2,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,18	—	13,5	17,55	+ 2,2	0,0	2,0	
	3,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	17,55	+ 2,2	0,0	3,0	
	4,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,65	—	16,0	—	—	—	4,0	
	5,0	—	—	—	22,95	—	30,0	21,05	—	17,5	—	—	—	17,47	+ 1,8	0,0	5,0	
	6,0	—	—	—	23,57	—	34,0	über 26,00	—	über 45,0	—	—	—	17,56	+ 2,2	0,0	6,0	

des Kathodenbombardements ist also wesentlich für den Eintritt der Funkenentladung.

Schließen wir uns dieser Auffassung an, so ist es klar, daß wir von dem Augenblicke an, wo der Ionentransport beginnt, kein rein statisches, sondern ein dynamisches Feld haben. Die eigentliche Entladung ist also ein rein elektrodynamischer Vorgang. Bis zur Entladung aber ist das elektrostatische Feld von größter Wichtigkeit. Insbesondere wird auch das Kathodenbombardement durch elektrostatische Influenz beeinflußt werden können.

Tabelle 5.

Ohne Bestrahlung. Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

1: Draht zwischen II und III = 4 cm. 2 und 3: Draht zwischen II und III = 21 cm. 1 und 2: Entfernung von I zu IV die gleiche.

F_2	$F_1 = 3$ mm 1.	2.	3.	$F_1 = 4$ mm 1.	2.	3.
1	36,5	30,0	29,0	32,0	28,0	28,0
2	38,3	(31,0)	30,0	36,0	29,3	28,5
3	(38,3)	32,0	31,0	(36,8)	30,0	29,0
4	—	—	—	37,5	31,1	29,0
Im Mittel	37,7	31,0	30,0	35,8	29,6	28,6

Tabelle 6.

F_1	F_2	F_1 u. F_2 bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	F_1 allein bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	Δ der Prozente
2	0	7,93	—	8,35	—	—
	1	12,70	60,1	12,55	50,3	9,8
	2	16,17	103,9	15,80	89,2	14,7
	3	19,17	141,7	19,00	127,5	14,2
	4	21,98	177,2	22,05	164,1	13,1
	5	24,45	208,3	25,15	201,2	7,1
					Im Mittel	11,8
3	0	11,15	—	11,47	—	—
	1	15,94	42,9	15,10	31,5	11,4
	2	19,34	73,4	18,50	63,0	10,4
	3	22,27	99,7	21,60	88,4	11,1
	4	24,97	124,0	24,92	117,2	6,8
					Im Mittel	10,0
4	0	14,35	—	14,50	—	—
	1	19,03	32,6	17,91	23,5	9,1
	2	22,38	56,0	21,34	47,1	8,9
	3	25,19	74,8	24,60	69,6	5,2
					Im Mittel	7,7
5	0	17,70	—	17,20	—	—
	1	21,70	26,4	20,25	17,7	8,7
	2	24,93	45,2	23,90	38,9	6,3
					Im Mittel	7,5

Nehmen wir den Fall an, daß der Funke zwischen einer positiv geladenen und einer geerdeten Kugel übergehen soll, so ist die ganze geerdete Kugel vor der Entladung durch Influenz mit negativer Elektrizität bedeckt. Steht dagegen der positiv geladenen Kugel eine isolierte gegenüber, so ist auf dieser die Verteilung der Influenzladung eine ganz andere: der Punkt, an dem die Verbindungslinie der Kugelmittelpunkte die zweite Kugel trifft, muß am stärksten negativ elektrisch sein. Die Dichtigkeit der negativen Elektrizität muß mit Entfernung von diesem Punkte abnehmen, auf einem Kreise Null werden, und hinter diesem Kreise muß die Kugel in gleicher Verteilung positiv werden.

Im zweiten Falle wird natürlich die Bewegung, welche die durch den Aufprall positiver Ionen emittierten Elektronen erfahren, eine wesentlich geringere sein, als in dem Falle, wo die zweite Kugel geerdet ist. Es werden also in dem Falle der isolierten Kathodenkugel erheblich weniger negative Ionen als Folge des Kathodenbombardements wirksam sein können, als in dem Falle, wo diese Kugel geerdet ist. Also muß bei isolierter Kathode die Spannung erheblich steigen, um eine für den Funkendurchgang hinreichende Ionisation des Gases zu bewirken. Aus der Verteilung der Influenzladung geht also hervor, daß das Funkenpotential bei isolierter Kathodenkugel höher sein muß, als bei einer geerdeten.

Derartig sind nun die Verhältnisse bei den von mir untersuchten Erscheinungen. Aus dem experimentellen Befunde ging hervor, daß bei dem Zuschalten von F_2 (einer zweiten Funkenstrecke) das Funkenpotential um einen Prozentsatz von dem Funkenpotential von F_1 stieg,

Tabelle 7. F_1 unbestrahlt, F_2 bestrahlt. Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_2 mm	$F_1 = 2$ mm	Mittel	$F_1 = 3$ mm			Mittel	$F_1 = 4$ mm				Mittel	$F_1 = 5$ mm	Mittel
1	13,5	13,5 (1–2)	11,2	9,5[1]	13,0	11,9 (1–3)	13,7	11,4	10,6	16,4	13,1 (1–4)	13,5	13,4 (1–5)
2	13,5		11,6	10,3	13,8		13,7	11,1	10,7	16,6		13,5	
3	99,0		12,0	11,1	14,6		14,4	10,8	10,8	16,8		13,5	
4	103,5		85,0	70,0	81,0		15,0	10,5	10,9	17,1		13,3	
5	110,0		80,0	—	81,0		80,0	—	—	—		13,2	
6	184,0		—	—	—		—	—	—	—		—	
7	195,0		—	—	—		—	—	—	—		—	

1) Bei dieser Reihe war die Bestrahlung intensiver, wie bei den anderen.

innerhalb einer bestimmten Größe von F_2. Wuchs F_2 über diese Größe hinaus, so ging trotzdem bei dem vorigen (um einen bestimmten Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential ein kleiner Funke zwischen Kugel I und II über. Daraus geht hervor, daß wir in diesem (um einen gewissen Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential diejenige Spannung haben, die nötig ist, um Entladung zwischen einer geladenen und einer isolierten Kugel hervorzubringen. Am reinsten tritt dies in Erscheinung, wenn die beiden Funkenstrecken aus nur drei Kugeln gebildet werden. Dann erhalten wir beim Anwachsen von F_2 in der mittleren Kugel eine isolierte Kathode und dementsprechend die oben erörterte Funkenpotentialerhöhung. Diese beträgt für $F_1 = 2$ mm 80 Proz. und für ein $F_1 = 4$ mm etwa 65 Proz.

Haben wir dagegen an der Kugel II noch eine Leidener Flasche, so wird die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II so sein, als wenn sie geerdet wäre: eine Erhöhung des Funkenpotentials kann nicht stattfinden. In der Tat sehen wir in diesem Falle, daß beim Zuschalten von F_2 sich das Potential nicht erhöht.

Fügen wir nun an die Kugel II, wenn nur diese zwischen Kugel I und IV vorhanden ist, eine geringe Kapazität an, etwa indem wir durch ein kurzes Drahtstück an Kugel II die Kugel III anschließen, so muß sich dadurch die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II gleich ziemlich stark ändern, also muß auch die prozentische Erhöhung der Spannung ziemlich stark abnehmen: für ein Drahtstück von 3 cm Länge beträgt die Erhöhung nur noch 40 bis 50 Proz. Bei weiterem Anwachsen der Kapazität ändert sich das Funkenpotential immer weniger und wird schließlich erst bei relativ großer Kapazität gleich dem, wenn die Kugel geerdet ist. Der Abfall des Funkenpotentials ist also nicht proportional dem Zuwachs an Kapazität, wie es ja auch aus den Kurven der Fig. 3 hervorgeht.

In jedem Falle wird aber die zweite Funkenstrecke mit durchschlagen, solange das Funkenpotential von F_2 allein kleiner ist, als das zum Durchschlagen von F_1 erforderliche, je nach der Kapazität von Kugel II erhöhte Funkenpotential von F_1. Wird nun aber F_2 so groß, daß dieses nicht mehr hinreicht, um Funkenentladungen bei F_2 herbeizuführen, so erhält durch den kleinen Funken F_1 die Kugel II eine Ladung. Diese Ladung und die durch Influenz erzeugte Ladung ergeben eine neue Verteilung der Elektrizität auf Kugel II; infolgedessen muß die Spannung, die nunmehr nötig ist, um F_1 zu durchschlagen, wieder so weit anwachsen, bis sie hinreicht, auch F_2 mit zu durchschlagen. Bei weiterem Anwachsen von F_2 bleiben die Verhältnisse dann wieder eine Zeitlang dieselben, bis wiederum F_2 so groß wird, daß sein Eigenpotential größer ist, wie das von F_1 usw.

Da nun bei dem Funkendurchgang durch F_1 an die Kugel III sehr plötzlich eine Spannung angelegt wird, so wird sich die Funkenentladung durch F_2 für solche Werte von F_2, bei welchen der Knick der Kurve erfolgt, leicht verzögern; man beobachtet daher auch, daß dann die Funkenpotentiale der aufeinanderfolgenden Einzelentladungen stark schwanken. Ebenso haben wir bei sehr kleinen F_2 nicht mehr volle Isolation der Kugel II, daher auch dann die erforderlichen Spannungen sehr schwanken. Niemals aber können natürlich Spannungen auftreten, die größer wären, als die Summe der Einzelpotentiale jeder Funkenstrecke. Die Kurven für diese Summen bezw. die damit fast identischen Kurven für bestrahlte Funkenstrecken tangieren daher (Fig. 2) die Kurven, die man für die betreffenden $F_1 + F_2$ erhält.

Nach der anderen Seite hin werden diese Kurven durch die Kurve für eine einfache Funkenstrecke begrenzt. Nur in dem Falle, daß an Kugel II + III die Leidener Flasche angeschlossen ist, gehen die Kurven für zusammengesetzte Funkenstrecken über die einer einfachen hinaus. Dort haben wir nämlich durch F_1 hindurch die Entladung zwischen einem großen und einem kleinen Kondensator; es werden also bei der Entladung Oszillationen auftreten. Der Maximalwert der Spannung an Kugel III kann während dieser Schwingungen auf einen erheblich größeren Wert anwachsen, als der ursprüngliche Wert von Kugel I war. Also können auch noch größere F_2 durchschlagen werden, als der gemessenen Spannung entsprechen. Befindet sich an Kugel II + III keine einigermaßen beträchtliche Kapazität, so können Schwingungen höchstens sehr schwach auftreten. Ist also die Kapazität an Kugel II gering, so muß der Knick in den Kurven für $F_1 + F_2$ beim Erreichen der Kurve für eine einfache Funkenstrecke erfolgen, wie es ja auch der Fall ist.

Ganz anders muß nun aber der Funkenpotentialverlauf sein, wenn die Funkenstrecken mit ultraviolettem Licht bestrahlt werden. Wie die Wirkung des ultravioletten Lichtes ist, d. h. ob dieses das Gas selbst ionisiert, oder nur aus dem Metall der Kugeln, insbesondere aus der Kathode, negative Ionen freimacht, ist für die vorliegende Untersuchung einerlei. Der zweite, also der photoelektrische Effekt auf die Kathode ist der überwiegende; auf jeden Fall werden durch die Bestrahlung zahlreiche negative Ionen in das Gas hineingebracht. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden diese einen ständigen Strom bewirken,

bis die Ionisation des Gases so stark wird, daß die Funkenentladung eintreten kann. Bestrahle ich also beide Funkenstrecken, so habe ich nur eine Spannung zwischen der Kugel I und der Kugel IV bzw. eine Spannungsdifferenz zwischen Kugel I und II und eine zweite zwischen Kugel III und IV. Ich muß also ein Funkenpotential erhalten gleich der Summe der Einzelpotentiale, falls ich so langsam auflade, daß der Spannungsausgleich zwischen Kugel I und II, auch III und IV vollzogen ist, ehe die wirkliche Funkenentladung eintritt. Sogar für den Fall, daß an Kugel II die Leidener Flasche angebracht war, konnte ich ja durch hinreichend langsames Aufladen erreichen, daß das Funkenpotential gleich der Summe der Einzelpotentiale war.

Bestrahle ich nur F_1, so hat das ungefähr denselben Erfolg, als wenn ich beide F bestrahle, doch habe ich dann bei F_2 erst kurz vor der Entladung durch Kathodenbombardement den nötigen Anstieg der Ionisation, während in F_1 die Ionisation vom ultravioletten Licht übernommen wird. Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß nur die Vorgänge in F_1 den eigentümlichen Verlauf der Kurven für unbestrahlte Funkenstrecken verursachen.

Bestrahle ich andererseits nur F_2, so ist, wie oben angegeben, der allgemeine Verlauf der Kurven derselbe, wie ohne Bestrahlung. Doch ist dann die Erhöhung des Funkenpotentials von F_1 auch für verschiedene Kapazitäten an Kugel II ungefähr dieselbe. Wir haben bei bestrahltem F_2 die Kugeln III und IV gewissermaßen durch einen konstanten Widerstand verbunden. Es wird also auch die Elektrizitätsverteilung auf Kugel II trotz verschiedener Kapazitäten (innerhalb einer gewissen Größe derselben) bei bestrahltem F_2 stets dieselbe sein, und wir erhalten daher eine für verschiedene Kapazität gleiche, einer relativ großen Kapazität entsprechende Erhöhung des Funkenpotentials von F_1.

Bei fast allen beschriebenen Messungen war Kugel I positiv geladen worden, Kugel II war also Kathode. Kontrollversuche (Tabelle 8) zeigten aber, daß negative Ladung der Kugel I keinen meßbaren Unterschied in den Erscheinungen bedingte, sowohl dann nicht, wenn beide Funkenstrecken unbestrahlt waren (wie in Tabelle 8 angegeben), wie auch nicht, wenn nur F_1 oder nur F_2 bestrahlt wurden. Bei bestrahlten Funkenstrecken ist die Gleichheit ohne weiteres einzusehen, da dann die Ionen durch fremde Kraft erzeugt werden. Aber auch ohne Bestrahlung wird der polare Unterschied sich nur in so geringer Weise bemerkbar machen können, daß etwaige Differenzen in die Grenzen der Meßgenauigkeit fallen. Denn durch indirekte Influenzwirkung wird die Dichte der Ladung an Kugel I, auch wenn diese Kathode ist, verändert werden müssen. Durch das so geänderte elektrische Feld wird in gleicher Weise, wie vorher angegeben, die Wirkung des Kathodenbombardements geändert, so daß fast dieselben Erscheinungen auftreten müssen, wie in dem Falle, daß Kugel I Anode ist.

Tabelle 8. Ohne Bestrahlung.
Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_1	F_2	Kugel I positiv		Kugel I negativ	
3	1	26,8	26,3	29,3	27,6
3	2	28,4	27,2	31,0	27,8
3	3	29,7	28,9	31,0	28,1
		28,3	27,6	30,4	27,8
		+ 28,0		+ 29,1	
4	1	27,4	27,4	27,2	28,8
4	2	27,4	31,3	27,6	27,4
4	3	27,4	31,0	27,2	31,3
4	4	27,4	31,2	27,6	31,2
		27,4	30,2	27,4	29,8
		+ 28,8		+ 28,6	

Wir haben gefunden, daß durch Ionisierung von F_1 bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken das tatsächlich beobachtete Funkenpotential stark steigt, z. B. bei $F_1 = 4$ mm, $F_2 = 4$ mm und einer Drahtlänge zwischen Kugel II und III von 21 cm um 6500 Volt. Es wird also eine solche Funkenstreckenkombination äußerst empfindlich sein gegen Ionen, welche von außen zwischen Kugel I und II gebracht werden. Ich habe zur Probe etwas unterhalb in 10 bzw. 20 cm Entfernung von der Funkenstrecke F_1 eine nichtleuchtende Flamme aufgestellt. Je nach der Entfernung der Flamme stieg das Funkenpotential mehr oder weniger stark an. Eine derartige Anordnung könnte sich also vielleicht in manchen Fällen zur Untersuchung der Ionisierung als zweckmäßig erweisen.

Die im vorigen eingeführte Anschauung, daß infolge des veränderten Effektes des Kathodenbombardements das Funkenpotential erheblich vergrößert wird, hat die Erklärung einer Reihe verwickelter Erscheinungen bei der von mir untersuchten Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken ermöglicht. Aber auch für die Erscheinungen der einfachen Funkenentladung scheint sie mir von Wichtigkeit zu sein. Nach dem Bisherigen wäre also das Funkenpotential insofern ein relativer Begriff, als es wesentlich von der Anzahl und der Bewegung der negativen Ionen zwischen den Elektroden abhängt. Ein absolut statisches Funkenpotential — falls dieses überhaupt möglich ist — würde also wesentlich höher

liegen, als die bisher gemessenen, stets mehr oder weniger dynamischen. Daß das Funkenpotential durch starke Ionisation mittels Kathodenstrahlen beträchtlich sinkt, hat vor kurzem Herr Herweg[1]) experimentell nachgewiesen. Falls aber durch starke Ionisation das Funkenpotential stark herabgesetzt wird, muß auch notwendig durch geringe Ionisation eine geringe Herabsetzung erfolgen, d. h. also: wird das Gas einer Funkenstrecke ionisiert, so muß je nach dem Grade der Ionisation eine mehr oder weniger große Erniedrigung des Funkenpotentials erfolgen. Nun ist aber in scheinbarem Gegensatz hierzu das Potential einer Funkenstrecke, deren eine Kugel geladen wird und deren andere geerdet ist, bei langsamer Aufladung mit und ohne ultraviolette Bestrahlung fast das gleiche, wie es ja auch aus meinen beiden Reihen der Tabelle 1 hervorgeht. Herr Warburg[2]) erklärt diesen Umstand dadurch, daß die Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte nicht das Funkenpotential herabsetze, sondern nur die im Dunkeln stets vorhandene „Verzögerung" aufhebe. Unter der von Jaumann[3]) entdeckten Verzögerung ist die Erscheinung zu verstehen, daß namentlich bei plötzlichem Anlegen der Spannung sich nicht hinreichend schnell Ionen bilden können; ehe daher die wirkliche Entladung eintritt, steigt die Spannung oft noch um ein beträchtliches. Die Verzögerung wird also durch Ionenarmut des Gases hervorgerufen. Ein „verzögertes" Funkenpotential ist demnach ein Funkenpotential, welches sich mehr oder weniger dem rein statischen nähert. Insofern hat Herr Warburg natürlich recht, als durch Ionenerzeugung die Verzögerung aufgehoben wird, da die Ionenkargheit aufgehoben wird. Gleichzeilig tritt aber eine Erniedrigung des Funkenpotentials ein, wenn man das rein statische (wahrscheinlich unmögliche) Funkenpotential zur Grundlage aller Funkenpotentiale wählt. Der scheinbare Gegensatz, der darin liegt, daß unbestrahltes und bestrahltes Funkenpotential gleich sind, würde sich also dahin erklären, daß bei unbestrahlter Funkenstrecke (bei langsamem Aufladen) durch das Kathodenbombardement ebenso viele Ionen erzeugt werden, als bei ultraviolett bestrahlter Funkenstrecke (einerlei ob bei schnellem oder langsamem Anlegen der Spannung) eben durch primäre oder sekundäre Ionisierung des Gases durch ultraviolettes Licht. Da nun die Stärke der durch Kathodenbombardement bewirkten Ionisierung naturgemäß sehr leicht schwankt, so ist die Folge davon, daß die im Dunkeln beobachteten Funkenpotentiale stets mehr oder weniger variieren. Hingegen sind die Funkenpotentiale bei Bestrahlung stets genau gleich, da die Bestrahlung eine gleichmäßigere Ionenerzeugung bewirkt. Auf diese Weise wäre also der Forderung Genüge geschehen, daß jede Ionisierung des Gases eine Herabsetzung des Funkenpotentiales zur Folge haben muß.

1) Herweg, Ann. d. Phys. (4) 24, 326, 1907.
2) Warburg, Wied. Ann. 59, 1, 1896 (siehe auch sein Autorreferat in J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, S. 370 ff., Leipzig 1906).
3) Jaumann, Wied. Ann. 55, 656, 1894.

Die zu Anfang zitierte Folgerung des Herrn Heydweiller, daß eine Unterteilung der Funkenstrecke das Funkenpotential nur unwesentlich beeinflussen könne, trifft nach meinen Messungen also nur für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken zu. Dasselbe wird höchstwahrscheinlich der Fall sein bei Messungen mit Induktorbetrieb, wenn also nicht die eine Kugel geerdet ist. Sonst hätte eine größere Verschiedenheit, wie sie bei meinen Messungen hervortrat, Herrn Eickhoff[1]) bei seiner Untersuchung auffallen müssen, in welcher er nebenher das Funkenpotential einer unterteilten Funkenstrecke mit dem einer parallel geschalteten Funkenstrecke verglich. Dagegen also kann sich das Funkenpotential bei einseitig geerdeter unterteilter Funkenstrecke ganz beträchtlich ändern. Welchen Einfluß derartige Verhältnisse auf die Dämpfung haben, wäre eine weitere Frage.

Diese Untersuchung habe ich auf die liebenswürdige Anregung von dem jüngst verstorbenen Herrn Geheimrat Wüllner hin angestellt, der die Tatsache des eigentümlichen Spannungsverlaufs bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken bereits vor mehreren Jahren beobachtet hatte. Meine dankbare Verehrung dem Dahingeschiedenen gegenüber möchte ich auch an dieser Stelle aussprechen.

1) Eickhoff, diese Zeitschr. 8, 497, 1907.

Aachen, Physikalisches Institut der Kgl. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Das meteorologische Jahr 1907/1908.

Da eine Nachberechnung der fünf vorhergehenden Jahrgänge es als zulässig ergeben hatte, wurde für 1907/08 die Auszählung der unternormalen Monatswerte nur an 276 Monatssummen, von 23 reichsdeutschen Stationen, vorgenommen. Das Ergebnis war gleich günstig wie das vorjährige für die erwartete Zunahme der Niederschlagsneigung. Unternormal erwiesen sich nur 50 Prozent der Monats-, 44 Prozent der Jahreswerte. Die drei Jahrgänge 1905 bis 1908 hatten im Durchschnitt nur 49 Prozent der Monatswerte, 40 Prozent der Jahreswerte unter dem Normalen, gegen durchschnittlich 57

und 65 Prozent in den drei vorhergehenden Jahren der Trockenheit 1902 bis 1905.

An dem größeren Niederschlagsreichtum in europäischen Breiten hatte Mitteleuropa besonders Anteil durch starke Schneedecken in den letzten Winter- und den ersten Frühlingsmonaten und durch Wolkenbrüche auch in Niederungsgebieten während des Sommers. Nicht weniger als fünf Niederungsstationen meldeten Tagesbeträge zwischen 72 und 95 Millimetern. Dafür trat die Hagelgefahr zurück.

Die Hochwassergefahren waren vorwiegend örtlich beschränkt, abgesehen von den Schmelzfluten von Februar bis April. Größere Sommerfluten wurden hauptsächlich hintangehalten durch rechtzeitige Kälterückschläge in höheren Berglagen. Schwere, unter andern Umständen hochwassergefährliche Niederschläge fielen in der Schweiz noch sehr spät im Mai 1908 als Schnee. Eine eigenartige Folge der Schmelzfluten waren, besonders im März 1908, Totwassererscheinungen in den schiffbaren Unterläufen der Nordseeflüsse, besonders der Unterelbe, die mehrmals die Schiffahrt störten.

Die Sommerfluten der schwer heimgesuchten russisch-polnischen Ströme verschafften im Juni einem großen Teile Mitteldeutschlands das eigenartige Schauspiel einer Libellenwanderung. Beteiligt daran als fördernde Ursachen waren Gewitterstürme. An solchen war im Sommer 1908 überhaupt kein Mangel, mehr als einmal zum Schaden der in einer Phase reger Versuchstätigkeit begriffenen Flugschiffahrt. Diese Gewitterbildungen standen in einem so strengen Zusammenhang mit Steigerungen der der Erde zugekehrten Sonnentätigkeit, daß auf Grund ihrer sorgfältigen Kontrolle — anscheinend allein auf dieser Grundlage — die Sicherheit vorliegt, auf Tage, manchmal sogar auf Wochen, solche, besonders durch ihr plötzliches Hereinbrechen gefährlichen Sturmerscheinungen vorauszubestimmen.

Hand in Hand mit jenen direkten Einflüssen der Sonnentätigkeit auf die mitteleuropäische Atmosphäre ging die Vorbereitung der indirekten Einflüsse, die durch Ausbildung taifunartiger Stürme in den tropischen Herdgebieten an den Westseiten der Ozeane vermittelt werden. Ihnen war nicht allein die stürmische Natur des Januar, Februar und vor allem des August 1908 zuzuschreiben. Die Milde jener Wintermonate, wie vorher die ungewöhnliche Wärme des Oktober 1907 und später die Hitzwellen des Juli 1908 standen im gleichen Zusammenhang. Dem milden Januar gingen in Begleitung der ersten Taifuntiefs, die vulkanischen Staub aus dem Norden des Pazifik sogar bis über Berlin hinaus verbreiteten, nach dem Monthly Weather Review, während der letzten Dezemberwoche 1907 in Amerika „Chinook-conditions", also Föhnlage, am Osthange der Felsengebirge voraus. Der Hitzwelle des Juli 1908, die im Rheinland Schattentemperaturen bis 36 Grad, in Spanien sogar von mehr als 40 Grad brachte, ging eine noch stärkere Hitze im Osten der Union voraus.

Die schweren Niederschläge des Jahrgangs, die zum Glück vorwiegend in anderen Teilen Europas fielen, wurden gebracht von Teilerscheinungen der besonders gern zu Rinnenbildungen neigenden Taifuntiefs. So wiesen sich diese, wie in ihren tropischen Heimatländern, als die hauptsächlichsten Träger der Niederschläge aus. Das kann nicht wundernehmen, nachdem für Taifuntiefs der Philippinen nachgewiesen worden ist, daß sie dem in Südafrika, in der Schweiz und in Zentralasien bestätigten Steigungsgesetz der Niederschlagsbildung als ganze Wirbel unterworfen sind, einem Gesetz, das umfassend zuerst gelegentlich der geophysikalischen Verhandlungen der Breslauer Versammlung vor vier Jahren formuliert wurde.

Eine eigenartige Folgeerscheinung der Sonnentätigkeit war in den Sommermonaten die reiche Entwicklung von Sonnencirren und die Lichterscheinungen, die sich in ihnen ausbildeten. Halo-Erscheinungen der seltensten Art konnten wiederholt beobachtet werden. Der Bishopsche Lichtkranz war ebenfalls häufig. Besonders drängten sie sich auf an der Wende des Juni zum Juli durch den Zusammenhang mit auffallenden Nachdämmerungen, die von mir auf Grund der aleutischen Katastrophen und des Falls vulkanischer Aschen in Ostdeutschland um Wochen und Monate vorausgesagt werden konnten. (Vgl. u. a. „Das Weltall" vom 1. Juni und vom 1. Oktober 1908.) Es scheint, daß die in die Hochatmosphäre gelangten Dunst- und Staubmassen vulkanischer Herkunft der Cirrusbildung günstig waren, wohl durch Vermehrung der Kondensationskerne.

Jedenfalls waren die roten Bögen, die gelegentlich der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 an einigen Orten gesehen wurden, nach meinen vorhergehenden Beobachtungen der gleichen Erscheinung, nichts anderes als Sonnenringe nach Sonnenuntergang.

Ist in diesen Bögen eine Eroberung von rein wissenschaftlichem Interesse zu begrüßen, so gewährten andere Erscheinungen der Cirrusregion Ausblicke von großer praktischer Bedeutung. Die Streifungen der Sonnencirren erwiesen sich mit zunehmender Deutlichkeit als Spuren momentaner Sonnenwirkung. Auf Grund dieser, erst vorläufig formulierten Arbeitshypothese gelang es wiederholt, Schlüsse auf atmosphärische Störungen zu ziehen, die in antipodalen Gebieten der Tropen durch die Sonnentätigkeit veranlaßt waren, manchmal aber nach Wochen indirekt zur Wirkung auch auf das mitteleuropäische Wetter gelangten. Jene Cir-

russtreifungen verheißen also nicht allein eine Grundlage für Ferndiagnosen, sondern auch für Fernprognosen der Witterung.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres.

Am 22./23. Dezember 1908 ist in den Meeresgebieten südwärts von Afrika eine Sonnenfinsternis sichtbar, die total ist bis zu etwas mehr als 11 Sekunden Dauer. Sie würde also eine oder sogar zwei photographische Aufnahmen der inneren Korona gestatten. Doch auch die bloß visuelle Beobachtung und Aufzeichnung der Gestalt der Korona würde von unersetzlichem Werte sein in der derzeitigen Epoche einer übermäßig anhaltenden Steigerung der Sonnentätigkeit. Sie würde auch praktischen Wert erlangen, der von Tag zu Tag dringenderen Frage der Abnahme dieser Tätigkeit gegenüber[1]). Die Totalität erreicht jene längste Dauer unter 54^0 südlicher Breite, bei den Bouvet-Inseln. Die relative Nähe des mathematischen und des magnetischen Südpols stellen besonders interessante meteorologische, elektrische und magnetische Beobachtungen in Aussicht.

Die praktische Durchführung einer Expedition zu allen diesen Sonnenfinsternisbeobachtungen erscheint geographisch durchaus vertretbar. Die Totalitätszone führt hart vorüber an einer der Inseln des Bouvet-Archipels, die nach zuverlässigen Berichten die einzige ist, welche Gelegenheit zur Landung bietet. Wahrscheinlich streicht die Totalitätszone sogar über diese Insel selbst. Es ist die am 10. Dezember 1825 von dem britischen Walfänger Norris entdeckte Thompson-Insel. Von der deutschen Tiefseeexpedition auf dem Dampfer „Valdivia" wurde sie im November 1898 allerdings vergeblich gesucht. Das geschah aber an zwei Stellen, die beiderseits der Thompson-Insel um etwa 68 Seemeilen auseinander lagen, und innerhalb dieser Stellen lag, in der mit der Totalitätszone ungefähr übereinstimmenden Zone der als zuverlässig angesprochenen geographischen Breite, auch die Landstelle, welche von den ersten Entdeckern des Archipels, den französischen Kapitänen Bouvet und Hay, am 1. Januar 1739 ausgemacht und als Kap Circoncision bezeichnet wurde.

1) Schon aus diesem Grunde erscheint es nicht richtig, daß einer der in der allgemeinen Sitzung der Abteilungen Geophysik und Geographie der Naturforscherversammlung in Cöln anwesenden Astronomen, die sich allerdings zur Diskussion als nicht kompetent erklärten, auf die nächst erreichbare totale Sonnenfinsternis vertröstete. Diese ist nach Tennaut vielleicht für Mai 1910 auf Tasmanien, nach Todd erst für April 1911 zu erwarten in der Südsee, nicht, wie jener Astronom angab, in Spanien. Die hier erwartete nächste Sonnenfinsternis findet erst im April 1912 statt, und es ist noch nicht einmal sicher, ob sie dort wirklich total wird. Sicher ist nur, daß sie im günstigsten Falle eine ganz kurze Totalität erreicht.

Eine besondere physikalische Bedeutung beansprucht die für November und Dezember 1908 vorgeschlagene Expedition insofern, als sie Anlaß bietet, die geophysikalischen Anschauungen über das Bouvet-Meer zu revidieren, und die Möglichkeit in Aussicht stellt, sie in ganz bestimmter Richtung weiterzuführen. Der hauptsächliche Einwand gegen die Durchführbarkeit, die Treibeisgefahr des hohen Südens, darf schon auf Grund der antarktischen und subantarktischen Forschungsergebnisse, die dem letzten Jahrzehnt zu danken sind, als hinfällig angesehen werden. Es ist unrichtig, daß ein Vorstoß der antarktischen Eistrift gerade in das Bouvet-Meer angenommen wird. Die Eisberge, die im November 1898 von der „Valdivia" bei der von ihr wiederentdeckten einen Bouvet-Insel gesichtet wurden, charakterisierten sich, wie die von der „Gauß" aus bei den Crozet-Inseln gesehenen, als örtlichen Ursprungs, von den Gletschern der Inseln selbst. Die eigentliche, große und ungleich gefährlichere Eistrift der Antarktis wurde erst 1 bis 2 Breitengrade südlich jener Bouvet-Insel von der „Valdivia" angetroffen.

Ein anderes Verhalten ist nach den neuen Ergebnissen der antarktischen Temperaturaufnahme gar nicht zu erwarten. Denn die sekundären Kältepole des hohen Südens, die wie die des hohen Nordens auch die hauptsächlichen Ausgangsgebiete der großen Eistriften bezeichnen müssen, liegen südlich von Südamerika und von Australien, nicht südlich von Afrika.

In diesem Blick stellt sich eine hervorragende Bedeutung der vorgeschlagenen genaueren Erforschung des Bouvet-Meeres für die Schiffahrt heraus, besonders für die große Segelschiffahrt des höheren Südens. Diese darf südlich Afrika dann mindestens ebenso hoch nach Süden ausgedehnt werden wie südlich Südamerika, wo die großen Segler sogar den 60. Parallelkreis südlicher Breite kreuzen. Dieser größere Spielraum gewährt ihnen aber die Vorteile einer rationelleren Ausnutzung der Windverhältnisse nördlich der antarktischen Eisgrenze. Durch die Sicherung eines Anker- und Depotplatzes auf der Thompson-Insel, die selbst schon Gelegenheit zur Einnahme frischen Fleisches von Robben- und Flugwild bietet, würden diese neuen, besseren Schiffahrtswege noch einen besonders wirksamen Stützpunkt erlangen.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Das Bild der Erde in Mondentfernung.

Ein Blick auf den Globus in äquatorialer Richtung lehrt, daß von Projektionen für das



natürliche Erdbild mit Mädler die orthographische Äquatorial-Projektion zu wählen ist. Die Polargebiete jenseit 66 Grad kommen für diese Blickrichtung so gut wie gar nicht in Betracht.

Für die Lichtentfaltung maßgebend erscheinen in erster Reihe die weißen Nebel-, Wolken- und Schneedecken der Erdkugel. Da die Bewölkung über den Tropen im ganzen Jahre vorwiegt und auf der Südhalbkugel nach Arrhenius durchschnittlich um 10, nach meinen eigenen Berechnungen an neuerem Material sogar um 13 Proz. gegenüber der Nordhalbkugel zu überwiegen pflegt, sind entscheidend für die jeweilige Helligkeit des Erdlichtes die mittleren Breiten der Nordhalbkugel. Das wird bestätigt durch ungewöhnliche Helligkeit des von der nicht besonnten Mondoberfläche zurückgeworfenen Erdscheines, die in Europa Schröter an Herbstmorgen, ich selbst am zunehmenden Mond des Februar 1901 und des März 1908 beobachtete. Denn an Herbstmorgen pflegt über den überwiegenden Landflächen der Alten Welt die Nebelbildung besonders rege zu sein, und in den erwähnten Epochen 1901 und 1908 zeichneten sich die Landgebiete der Erde in mittleren Nordbreiten durch ungewöhnlich starke Schneebedeckung aus, der ganze Erdenrund in gleicher Breite durch erhebliche Neigung zur Nebel- und Wolkenbildung.

Dann wird aber die Verteilung von Land- und Wasserflächen auf der Erde, die von Lambert und auf neuerer Grundlage von Schröter zur Erklärung jener wechselnden Erdhelle herangezogen wurde, frei für die Erklärung der farbigen Tönungen des grauen Erdlichtes, wie es von den unbesonnten Flächen des zu- und des abnehmenden Mondes zurückgeworfen wird. Von bläulichen Tönen werden demnach Meeresfärbungen, von grünlichen und gelblichen Tönen Farben bewachsenen und kahlen Landes wiedergegeben. Als neue Tönung wurde in dem durch kräftige Dämmerungsfarben ausgezeichneten Frühsommer 1908 eine rötliche dazu aufgefunden, die aus dem Dämmerungsrot erklärt werden durfte.

Da alle jene Färbungen von der bei ihrer Rauheit ziemlich stumpfen Spiegelfläche des Mondes auf 2×384000 Kilometer hin wiedergegeben werden, muß auf eine ausnehmend große Farbenpracht des natürlichen Erdbildes geschlossen werden. Sein Reiz wird noch erhöht durch den Wechsel der Erscheinungen, die von der Verschiedenheit der Erdseiten, der Erdphasen, der Tages- und der Jahreszeiten hervorgerufen werden, und vor allem durch den Wechsel im Verhüllen und Enthüllen, der den langsam dahinziehenden Wolkendecken zufällt. Ihr schneeiges Weiß wird nur innerhalb der Dämmerungszone umgefärbt, in farbige, vorwiegend in rosige Töne, die die Viertel der Erde gegen die Nachtseite abgrenzt und Vollerde wie Neuerde als farbiger Kranz umschließen.

Es ist beabsichtigt Serien farbiger Diapositive des Erdbildes in einem optischen Verlage, etwa in dem des Herrn Dr. Krüß in Hamburg, herauszugeben.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

W. Krebs (Groß-Flottbek), Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole.

Dämmerungen und Lichterscheinungen vulkanischen Ursprungs waren nach den aleutischen Ausbrüchen des Jahres 1907 und den Aschenfällen des 6. Januar 1908 in Ostdeutschland, von mir erwartet worden. Ich führe in dieser Hinsicht eine Veröffentlichung über diese Aschenfälle im „Weltall" vom 1. Juni 1908 an. So kam es, daß nach Eintritt der erwarteten Erscheinungen am 30. Juni und im Juli mir einige Photographien zugingen, die in Eppendorf, einem nördlichen Vororte Hamburgs, dem Besitzer einer Görz-Anschütz-Kamera, Herrn Sington-Rosdal, geglückt waren. Die eine hatte in der Zeit von 11 Uhr 7 bis 11 Uhr 15 abends, also innerhalb 8 Minuten Exposition, die Nachdämmerung des 30. Juni 1908 festgehalten. Eine Gasglühlichtlaterne, die gleichfalls abgebildet wurde, gestattet photometrische Abschätzung des hellsten Teiles auf $^1/_{120}$ Hefnerkerze. Eine mitaufgenommene Flaggenstange von bestimmter Höhe und Entfernung ermöglicht, die Gradhöhe bis zur zenitalen Grenze der Lichtfläche auf 9 bis 10^0, ihre größte Breite in gleicher Richtung auf 3^0, ihre azimutale Länge auf 20 bis 25^0 zu schätzen. Einige Tage später gelang Herrn Sington-Rosdal am Spätnachmittag die Photographie einer Bishopschen Aureole von einfacher Form, mit nur etwa 1^0 Halbmesser. Diese Photographien erinnern an die Photographien von Halo-Erscheinungen, die im Jahre 1900 in Aachen zuerst ausgeführt und der gleichen Abteilung auf der dortigen Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte vorgelegt wurden, nachdem fünf Jahre vorher von mir selbst in der Meteorologischen Zeitschrift auf die Möglichkeit solcher Photographien hingewiesen war. Auch von den Eppendorfer Photographien ist die Herausgabe farbiger Diapositive für Projektions-Zwecke in dem erwähnten Verlage beabsichtigt.

(Eingegangen 5. Oktober 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Aspirations-Psychrometer-Tafeln. Herausgegeben vom Königl. Preußischen Meteorologischen Institut. gr. 4. XIV und 90 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 6,—.

Als bestes Instrument zur Ermittelung der Lufttemperatur hat sich in letzter Zeit das Aßmannsche Aspirationspsychrometer mehr und mehr eingebürgert, obwohl seine Verwendung als Psychrometer den Übelstand nach sich zog, daß Dampfdruck und relative Feuchtigkeit der Luft in jedem Falle besonders berechnet werden mußten. Zur leichten Bestimmung dieser beiden meteorologischen Elemente sollen nun die vorliegenden im meteorologischen Institut berechneten Tafeln dienen. Sie geben mit den Argumenten trocknes und feuchtes Thermometer direkt Dampfdruck und relative Feuchtigkeit in den „ausführlichen Tafeln", denen unter Annahme eines normalen Luftdrucks von 755 mm die Sprungsche Formel zugrunde liegt. Korrektionen für andere Werte des Luftdrucks findet man in den Hilfstafeln. Weitere Hilfstafeln ererleichtern die Berechnung überall da, wo die ausführlichen Tafeln nicht mehr ausreichen, also für extreme Werte der Lufttemperatur. Mischungsverhältnis, spezifische und absolute Feuchtigkeit, Größen, die gelegentlich gebraucht werden, sind, in bequemer Form tabuliert, beigegeben. Die Anordnung der Tafeln ist sehr übersichtlich und für den Gebrauch sehr angenehm, der Druck läßt nichts zu wünschen übrig.

E. Przybyllok.

R. Neuhauß, Lehrbuch der Mikrophotographie. Dritte, umgearbeitete Auflage. gr. 8. XVI u. 288 S. mit 63 Abbildungen in Holzschnitt, 1 Autotypietafel, 1 Tafel in Lichtdruck und 1 Heliogravüre. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 9,—, gebunden M. 10,—.

Bei strenger Sachlichkeit hat es der Autor verstanden, das vorliegende Buch auch recht unterhaltend zu schreiben, was bei einem Lehrbuche gewiß nicht leicht ist. Im ersten Abschnitt wird der mikrophotographische Apparat, im zweiten werden die für die Mikrophotographie verwandten Objektive und Okulare, im dritten und vierten die Beleuchtungsmethoden, im fünften Apparate für besondere Zwecke und in den beiden letzten Abschnitten wird das photographische Positiv- und Negativverfahren besprochen. Der Verfasser behandelt in jedem Abschnitt zunächst ziemlich eingehend die historische Entwicklung und macht dann auf die Vor- und Nachteile der jetzt üblichen Untersuchungsmethoden aufmerksam. Die Fortschritte der letzten Jahre sind in der neuen Auflage im allgemeinen gebührend berücksichtigt worden, nur hätten in dem Abschnitt über „Aufnahmen in natürlichen Farben" die Methoden der Dreifarbenphotographie, die gerade in den letzten Jahren auch auf mikrophotographische Objekte angewandt wurden, Aufnahme finden können. Die Anerkennung, die das Werk in seinen früheren Auflagen gefunden hat, wird auch der neuen nicht versagt werden: es ist nach der Ansicht des Referenten das beste deutsche Lehrbuch der Mikrophotographie.

Riesenfeld.

Gustav Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. Zweite Auflage. Mit 27 Figuren im Text. „Aus Natur und Geisteswelt". 58. Bändchen. kl.-8. II u. 142 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Preis M. 1,—, in Lnwd. geb. M. 1,25.

Aus der Niederschrift eines sechsstündigen Vortragszyklus, den Verfasser in einem Ferienkursus im Jahre 1903 zu Greifswald gehalten hat, ist durch Erweiterung ein überaus anregendes Büchlein entstanden, das dem Leser einen Einblick in das System der heutigen Physik gestattet. Die jetzt vorliegende zweite Auflage des empfehlenswerten Werkes ist gegen die erste hauptsächlich durch die Einfügung eines Abschnittes über die radioaktiven Körper erweitert worden.

Max Iklé.

Fragekasten.

Vor einiger Zeit las ich irgendwo den Hinweis auf eine Tangentenbussole, die bei einer Ablenkung von 45° mittels geeignet angebrachter Prismen noch die Ablesung mit Fernrohr, Spiegel und Skala gestatte. Es ist mir trotz angestrengten Suchens nicht möglich gewesen, die Stelle wieder aufzufinden. Vielleicht kann ein Leser mir Auskunft geben.

H. B.

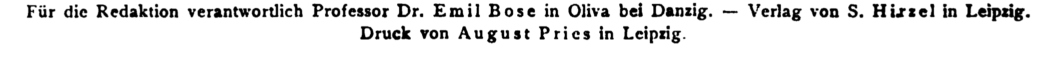
Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bonn Dr. Julius Gewecke für Chemie, an der Universität Münster Dr. Wilhelm Matthies für Physik, an der Universität Göttingen Dr. Conrad Müller für Mathematik.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Halle Dr. Karl Tubandt zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut daselbst.

Ernannt: Der Privatdozent an der tschechischen Universität Prag Dr. Franz Rusl zum a.o. Professor der Mathematik an der tschechischen technischen Hochschule in Prag, Dr. Hugo Schultze zum ständigen Mitarbeiter bei der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin, der Lektor für Metallchemie an der Universität Glasgow C. E. Fawsitt zum ord. Professor für Chemie an der Universität Sydney.



Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Fig. 1. Platte No. 54. Wölsend. Fluorit. 42h Exp. Vorher 15' mit Bogenlicht bestrahlt. Dunkelzeit 1h 20'.

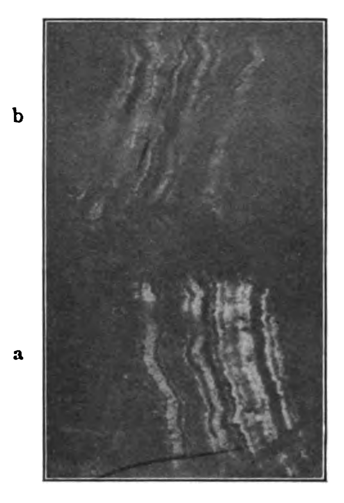


Fig. 2. Platte No. 69. Wölsend. Fluorit. 46h Exp. 5 Tage unbelichtet.



Fig. 3. Platte No. 75. Wölsend. Fluorit. 46h Exp. 9 Tage unbelichtet.



Fig. 4. Platte No. 148. Wölsend. Fluorit. 384h Exp. 84 Tage unbelichtet.

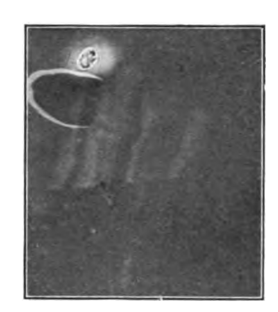


Fig. 5. Platte No. 230. Wölsend. Fluorit. 1440h Exp. 150 Tage unbelichtet.

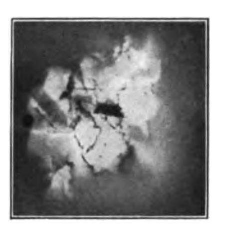


Fig. 6. Platte No. 88. Säntis Fluorit. 47h Exp. Vorher 15' mit Bogenlicht belichtet. Dunkelzeit 30'.

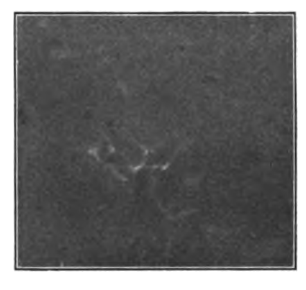


Fig. 7. Platte No. 128. Säntis Fluorit. 47h Exp. 22 Tage unbelichtet.



Fig. 8. Platte No. 240. Säntis Fluorit. Belichtet mit $\lambda = 700-470\ \mu\mu$. Halb auf Filter durchlässig für $\lambda = 470-410\ \mu\mu$.



Fig. 9. Platte No. 296. Säntis Fluorit. Belichtet mit $\lambda = 700-250\ \mu\mu$. Halb auf Filter durchlässig für $\lambda = 470-410\ \mu\mu$.

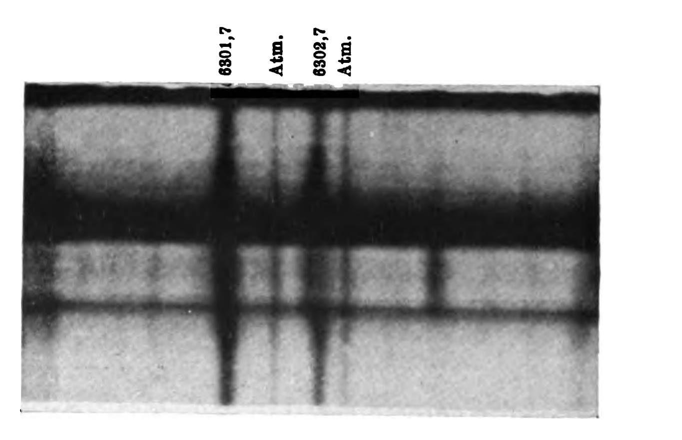


Fig. 1a.

Fig. 2a.

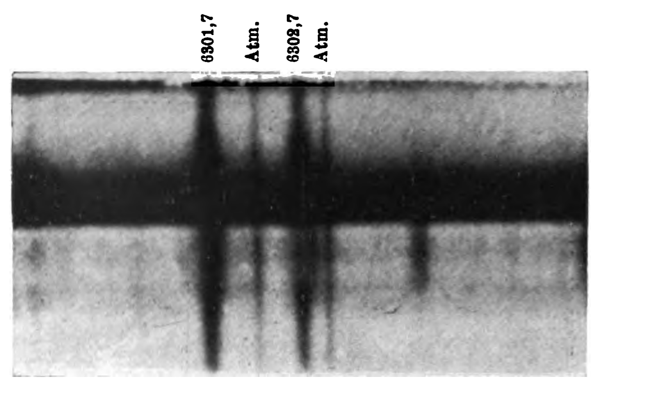


Fig. 1b.

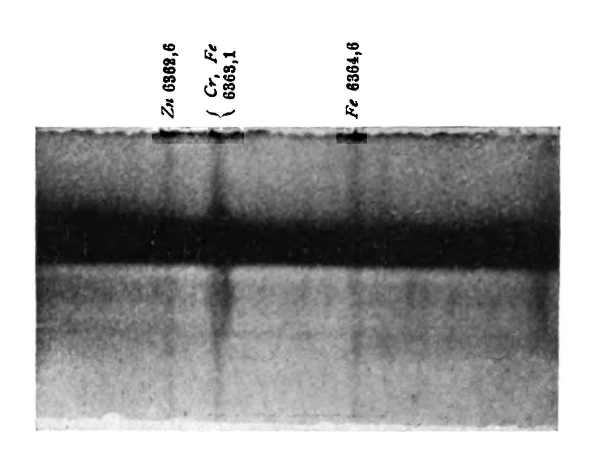


Fig. 2b.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. | 1. Dezember 1908. | 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 25 am 7. Dezember 1908.

INHALT:

Originalmitteilungen:
R. Fürstenau, Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von Ladung zur Masse des Quecksilberdampfmoleküls. S. 849.
F. Himstedt u. H. v. Dechend, Über Spektralanalyse des Glimmlichtes in verschiedenen Gasen. S. 852.
J. H. Jeans, Zur Strahlungstheorie. S. 853.
W. Thorner, Über Tageslichtmessungen. S. 855.
R. Löwy, Die Lorenzsche Theorie der Kreiselräder. S. 858.
E. Bose, Über das sogenannte Asymmetrieprodukt. S. 860.

Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:
A. Bestelmeyer, Luftdruckvariometer zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei Ballonfahrten. S. 863.
H. Th. Simon, Über neuere Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen. S. 865.
H. Rubens, Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen. S. 874.
R. Ladenburg u. S. Loria, Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. S. 875.
G. F. C. Searle, Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung. S. 878.
G. F. C. Searle, Die Energiestrahlung seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt. S. 884.
M. Cantor, Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes. S. 887.

Personalien. S. 888.
Gesuche. S. 888.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine neue Methode zur Berechnung des Verhältnisses von Ladung zur Masse des Quecksilberdampfmoleküls.

Von Robert Fürstenau.

Aus Überlegungen gastheoretischer und thermodynamischer Natur und ihrer Anwendung auf die bekannten Drudeschen[1]) und Lorentzschen[2]) Grundgleichungen der Elektrizitätsleitung in Metallen ergibt sich, wie im folgenden gezeigt werden soll, eine einfache Möglichkeit, den Wert des Ausdrucks e/m für ein Gasmolekül zu berechnen. Zu diesem Zweck werde die Masseneinheit eines beliebigen einatomigen Gases bei der absoluten Temperatur T betrachtet; wenn man dann unter $\bar{c}^2$ das mittlere Geschwindigkeitsquadrat bei der Temperatur T innerhalb der Masseneinheit und unter α die bekannte universelle Konstante versteht, so ist

$$^1/_2\, \bar{c}^2 = \alpha\, T.$$

Differentiiert man diese Gleichung nach T und dividiert man die beiden Gleichungen durcheinander, so fällt die Konstante α heraus, und man erhält

$$\frac{d(\bar{c}^2)}{d\,T} = \frac{\bar{c}^2}{T}. \qquad (1)$$

Die linke Seite dieser Gleichung stellt nun nichts anderes dar, als den doppelten Zuwachs an kinetischer Energie der Masseneinheit des Gases bei der Temperaturerhöhung dT. Dieser Gehalt beträgt nämlich bei der Temperatur T

$$E_k = {}^1/_2\, \bar{c}^2$$

und es ist

$$\frac{dE_k}{dT} = {}^1/_2\, \frac{d(\bar{c}^2)}{dT}. \qquad (2)$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) ergibt sich also:

$$dE_k = {}^1/_2\, \frac{\bar{c}^2}{T} \cdot dT. \qquad (3)$$

Nun werde die der Masseneinheit des Gases bei der Temperaturerhöhung dT bei konstantem Volumen zugeführte und lediglich zur Vergrößerung der kinetischen Energie der Gasmolekeln verbrauchte Wärmemenge dQ bestimmt. Diese Bestimmung erfolgt auf einfache Weise mit Hilfe der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen c_v des Gases. Da wir nämlich unsere Betrachtungen lediglich auf einatomige Gase ausdehnen, haben wir keinerlei innere Arbeitsleistung bei der Erwärmung des Gases zu berücksichtigen, und die aufgewandte Wärmemenge ist durch die Gleichung gegeben:

$$dQ = i\, c_v\, dT,$$

wo i das mechanische Wärmeäquivalent bedeutet.

Setzen wir nun $dQ = dE_k$, so erhalten wir

$$T = \frac{\bar{c}^2}{2\, i\, c_v},$$

eine Gleichung, die ihre Gültigkeit behält, wenn man sie auf eine Molekel anwendet und dabei das mittlere Geschwindigkeitsquadrat $\bar{c}^2$ durch das Quadrat der Geschwindigkeit der betreffenden Molekel c^2 ersetzt.

Dividiert man die Gleichung

$$T = \frac{c^2}{2\, i\, c_v}$$

durch die Gleichung

$$^1/_2\, m\, c^2 = \alpha\, T,$$

1) Drude, Ann. d. Phys. (4) **1**, 566; **3**, 369, 1900.
2) H. A. Lorentz, Versl. K. Ak. van Wet. 13, 1905.

in der m die Masse einer Molekel bedeutet, so ergibt sich

$$\alpha = i m c_v. \tag{4}$$

Die Konstante α tritt nun ebenfalls auf in den obengenannten Drudeschen und Lorentzschen Entwickelungen, von denen die ersteren unter der vereinfachenden Voraussetzung entwickelt sind, daß alle Elektronen gleiche Weglänge und Geschwindigkeit besitzen, während H. A. Lorentz bei seinen Herleitungen das Maxwellsche Verteilungsgesetz berücksichtigt. Dementsprechend weichen die von beiden Autoren erhaltenen Resultate voneinander ab, und zwar erhält Drude für den Koeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit $\varkappa$ den Ausdruck

$$\varkappa = \frac{1}{4} \cdot \frac{N \cdot e^2 l \cdot q}{\alpha T},$$

während der Lorentzsche Ausdruck lautet:

$$\varkappa = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \cdot \frac{N \cdot e^2 l \cdot q}{\alpha T},$$

in welchen beiden Gleichungen N die Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit, e die elektrische Einheitsladung, l die freie Weglänge, q die Geschwindigkeit der Elektronen bedeutet, während T die absolute Temperatur und α die bekannte Konstante darstellt.

Ob α wirklich denselben Wert besitzt, wie bei den Gasgleichungen, steht freilich nicht fest; in einer jüngst erschienenen Arbeit von P. Gruner[1]): „Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elektronentheorie der Metalle" wird es sogar als wahrscheinlich hingestellt, daß zwischen beiden Werten ein gewisser Unterschied besteht, um die entwickelten Gleichungen der Erfahrung besser anzupassen. Im folgenden soll demgegenüber daran festgehalten werden, daß α eine universelle Konstante ist und ihrem Werte nach bei der Elektronenbewegung demnach von derselben Größe wie in den Gasgleichungen ist. Die unter dieser Annahme abgeleiteten Resultate sprechen, wie unten gezeigt werden wird, außerordentlich für ihre Richtigkeit, da sie mit den durch das Experiment erhaltenen gut übereinstimmen. In der Grunerschen Theorie dürfte vielmehr der Grund für die vorhandenen Abweichungen, wie es auch der Autor selbst erwähnt, in den Annahmen über die Größe der in der Theorie enthaltenen Funktion $(3\,V - U^2)$ zu suchen sein, während für $\frac{\alpha}{e}$ der gebräuchliche Wert benutzt werden muß. —

In ähnlicher Weise, wie die Ausdrücke für die elektrische Leitfähigkeit, weichen auch die für den Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit k voneinander ab.

1) P. Gruner, Verh. d. D. Physik. Ges. 10, 528, 1908.

Nach Drude ist

$$k = \frac{1}{3} N \cdot l q \alpha,$$

nach H. A. Lorentz dagegen

$$k = \frac{8}{9} \sqrt{\frac{2}{3\pi}} N \cdot l q \alpha.$$

Bildet man den Quotienten $\frac{k}{\varkappa}$, so erhält man nach Drude

$$\frac{k}{\varkappa} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T,$$

und nach Lorentz

$$\frac{k}{\varkappa} = \frac{8}{9} \left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T.$$

Aus diesen beiden Gleichungen ergeben sich entsprechend zwei verschiedene Ausdrücke für die Konstante α, und zwar

$$\alpha = e \sqrt{\frac{3}{4T} \cdot \frac{k}{\varkappa}} \tag{5a}$$

und

$$\alpha = e \sqrt{\frac{9}{8T} \cdot \frac{k}{\varkappa}}. \tag{5b}$$

Diese beiden Ausdrücke für α sollen nun mit dem in Gleichung (4) enthaltenen Ausdruck verglichen werden. Das ist jedoch ohne weiteres nicht zulässig, denn einer rein formalen Gleichsetzung der Ausdrücke würde der physikalische Sinn fehlen, beziehen sich doch die Gleichungen (5a) und (5b) auf Leiter erster Ordnung, während Gleichung (4) aus den physikalischen Konstanten einatomiger Gase hergeleitet ist.

Nun existiert jedoch eine Substanz, welche geeignet ist, zwischen den Gleichungen eine Brücke zu bilden und einen Gesichtspunkt zu schaffen, von dem aus dieselben gleichzeitig betrachtet werden dürfen: das Quecksilber. Die Drudeschen und Lorentzschen Gleichungen darf man ohne weiteres auf das flüssige Quecksilber anwenden, da dieses ein Leiter erster Ordnung ist, und bei der Herleitung der Gleichungen keinerlei Voraussetzungen gemacht worden sind, die infolge irgendeiner Eigenschaft des Quecksilbers als bei letzterem nicht zutreffend betrachtet werden müßten. Ja, wir können sogar noch einen Schritt weiter gehen, und die Theorie der Elektrizitäts- und Wärmeleitung auf den Quecksilberdampf anwenden, da auch dieser noch allen Bedingungen genügt, die in den Grundlagen der Theorie Berücksichtigung gefunden haben. Der Quecksilberdampf ist bekanntlich ein guter Leiter für Elektrizität, auch in ihm dürfen wir ganz wie bei dem flüssigen und dem festen Hg annehmen, daß die Elektrizitätsleitung durch ge-

ordnete Bewegung der Elektronen zustande kommt, während die nach jedem Zusammenstoß auftretende ungeordnete Bewegung als Wärme anzusprechen ist. Wir dürfen also ohne Zweifel die Gleichungen (5a) und (5b) auf den Quecksilberdampf anwenden. Und damit ist die Überleitung zur Gleichung (4) gegeben. Letztere nämlich hat ebenfalls Gültigkeit für den Quecksilberdampf, der bekanntlich aus einatomigen Molekülen besteht.

Vergleichen wir jetzt Gleichung (5a) und (5b) mit (4), so erhalten wir zwei Ausdrücke für die Größe $\frac{e}{m}$, d. h. für das Verhältnis der Ladung e zur Masse m des Quecksilberdampfmoleküls.

Es wird nämlich unter Benutzung der Drudeschen Gleichung (5a):

$$\frac{k}{\varkappa} = \frac{4}{3} T \cdot i^2 c_v^2 \left(\frac{m}{e}\right)^2$$

oder

$$\frac{e}{m} = i c_v \sqrt{\frac{4}{3} T \cdot \frac{\varkappa}{k}}. \qquad (6a)$$

Analog erhalten wir unter Benutzung der Lorentzschen Gleichung:

$$\frac{e}{m} = i c_v \sqrt{\frac{8}{9} T \cdot \frac{\varkappa}{k}}. \qquad (6b)$$

Es ist somit aus diesen beiden Gleichungen die Größe des Verhältnisses $\frac{e}{m}$ für das Quecksilberdampfmolekül berechenbar nach Messung der spezifischen Wärme $c_v \left(= \frac{c_p}{k}\right)$ des Quecksilberdampfes und Beobachtung des Quotienten $\frac{\varkappa}{k}$. Wir wollen die Berechnung ausführen, indem wir für c_v den von Kundt und Warburg gemessenen Wert $c_v = 0{,}01476$ verwenden.

Wir wählen ferner die Temperatur $T = 291$, bei welcher $\frac{k}{\varkappa}$ von Jäger und Dießelhorst gemessen worden ist. Diese fanden für $\frac{k}{\varkappa}$ den Wert $671 \cdot 10^{-8}$. Hierin sind jedoch für k und $\varkappa$ noch nicht absolute Einheiten benutzt. Vielmehr ist $\frac{1}{\varkappa}$ in Ohm gemessen, da ja der elektrische Widerstand

$$W = \frac{l}{q \cdot \varkappa}$$

ist, wo l (Länge) und q (Querschnitt) in C.-G.-S.-Einheiten gemessen sind.

Um auf absolute Einheiten zu kommen, muß demnach $\frac{1}{\varkappa}$ mit 10^9 multipliziert werden. Analog muß die bei Jäger und Dießelhorst in Joule gemessene Wärmeleitfähigkeit mit 10^7 multipliziert werden, damit sie in absolutem Maß (Erg) ausgedrückt ist.

Es ist also in absoluten Maßeinheiten

$$\frac{k}{\varkappa} = 671 \cdot 10^{-8} \cdot 10^9 \cdot 10^7 = 6{,}71 \cdot 10^{10}.$$

Diesen Wert, sowie den obengenannten Wert von c_v führen wir in die Gleichung (5a) (nach Drude) ein.

Es wird dann

$$\frac{e}{m} = 419 \cdot 10^5 \cdot 0{,}01476 \sqrt{\frac{4 \cdot 291}{3 \cdot 6{,}71 \cdot 10^{10}}}$$

oder

$$\frac{e}{m} = 47{,}3.$$

Analog erhält man bei der Benutzung der Gleichung (5b) (nach Lorentz):

$$\frac{e}{m} = 419 \cdot 10^5 \cdot 0{,}01476 \sqrt{\frac{8 \cdot 291}{9 \cdot 6{,}71 \cdot 10^{10}}}$$

oder

$$\frac{e}{m} = 38{,}4.$$

Zum Zwecke der Vergleichung mit den bisher ermittelten Werten rechnen wir die beiden Werte von $\frac{e}{m}$ auf das Wasserstoffatom um. Für letzteres erhalten wir dann nach Gleichung (5a):

$$\boldsymbol{\frac{e}{m} = 9{,}38 \cdot 10^8}$$

und nach Gleichung (5b):

$$\boldsymbol{\frac{e}{m} = 7{,}62 \cdot 10^8}.$$

Der erste der beiden Werte,

$$\frac{e}{m} = 9{,}38 \cdot 10^3$$

weist eine außerordentlich genaue Übereinstimmung auf mit dem von W. Wien[1]) in reinem Wasserstoff an Kanalstrahlen gemessenen Wert

$$\frac{e}{m} = 9{,}53 \cdot 10^3.$$

Die bestehende Abweichung findet, wie man sieht, in dem Sinne statt, daß die Masse der in den Kanalstrahlen (in reinem Wasserstoff) bewegten Teilchen etwas kleiner ist als die Masse eines Wasserstoffatoms.

Der unter Benutzung der H. A. Lorentzschen Gleichung ermittelte Wert $\frac{e}{m} = 7{,}62 \cdot 10^3$ weicht ziemlich erheblich von dem erwähnten

1) Vgl. W. Wien, Wied. Ann. **65**, 445, 1898; Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 257, 1902; **9**, 660, 1902; **13**, 669, 1903.

Wienschen Wert ab. Es zeigt sich also die Tatsache, daß der unter den Drudeschen vereinfachenden Voraussetzungen berechnete Wert sich den aus der Erfahrung gewonnenen Resultaten enger anschließt, als der unter Berücksichtigung des Maxwellschen Verteilungsgesetzes berechnete Wert, eine Tatsache, die ebenfalls bei der theoretischen Berechnung des Verhältnisses $\frac{k}{\varkappa}$, wie sie von Reinganum durchgeführt worden ist, zutage tritt. Bekanntlich ergibt sich bei dieser Berechnung (nach Drude) $\frac{k}{\varkappa} = 6{,}479 \cdot 10^{10}$ gegenüber den Messungen von Dießelhorst und Jäger mit dem Resultat $\frac{k}{\varkappa} = 6{,}71 \cdot 10^{10}$, nach H. A. Lorentz dagegen $\frac{k}{\varkappa} = 4{,}319 \cdot 10^{10}$.

Berlin, im August 1908.

(Eingegangen 2. September 1908.)

Über Spektralanalyse des Glimmlichtes in verschiedenen Gasen.

Von F. Himstedt und H. von Dechend.[1])

(Mit Tafel VII.)

Die Untersuchungen von F. Himstedt und G. Meyer: „Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen[2])", durch welche der Nachweis erbracht ist, daß die ionisierenden Strahlen radioaktiver Substanzen die Fähigkeit haben, einige Gase sehr leicht, andere weniger leicht resp. fast gar nicht zum Leuchten zu bringen, haben den einen von uns (F. H.) veranlaßt zu untersuchen, ob bei der Spitzenentladung in Gasen von Atmosphärendruck, bei der ja sicher Ionisation stattfindet, ähnliche Erscheinungen auftreten, d. h. verschieden starkes Leuchten in den verschiedenen Gasen, und ob speziell in den einzelnen Gasen dieselben Schwingungen erregt werden, wie sie bei der Einwirkung von Radiumstrahlen beobachtet wurden. Für die Beantwortung der Frage nach dem Mechanismus des Leuchtens, ob es Schwingungen der Moleküle oder der Atome sind, ob Ionen oder Elektronen, ob Spaltung oder Widervereinigung, oder wann das eine, wann das andere zur Erklärung heranzuziehen ist, wird vorläufig noch jeder experimentelle Beitrag willkommen sein.

Die Versuchsanordnung war sehr einfach. In ein Glasrohr von ca. 4 cm Durchmesser waren zwei Platindrähte mit ausgezogenen feinen Spitzen so eingeschmolzen, daß sich ihre Enden in einem Abstande von 2—3 cm axial gegenüberstanden. Die Drähte wurden mit den Polen einer Influenzmaschine verbunden, welche durch einen Motor mit konstanter Geschwindigkeit gedreht werden konnte. Die Regulierung des Potentials geschah durch an Erde gelegte Absaugspitzen, welche den Konduktorkugeln der Maschine durch Regulierschrauben so weit genähert wurden, daß ein stetiges Glimmlicht an den Platinspitzen im Versuchsrohr auftrat. Der Glimmlichtapparat wurde entweder direkt vor den Spalt eines Quarzspektrographen gestellt, oder es wurde mittels einer Quarzlinse ein Bild der Spitzen auf dem Spalt entworfen. Gleich die ersten Aufnahmen ließen deutlich erkennen, daß die Spitzenausstrahlung, ganz ähnlich wie die vom Radium ausgeschickte Strahlung, die Gase auf weitere Strecken hin leuchtend zu machen imstande ist. Auf der beigegebenen Tafel ist besonders bei dem *N*- und *H*-Spektrum deutlich zu erkennen die Lichthülle an den beiden Spitzen und hiervon leicht unterscheidbar der zwischen beiden befindliche leuchtende Gasraum.

Die Aufnahmen in Luft und in Stickstoff gleichen vollständig den mit Radiumkristallen erhaltenen. Dagegen ergab sich in Wasserstoff ein anscheinend ganz neues Spektrum, und nicht minder überraschend war das Ergebnis der Aufnahmen in CO und CO_2. Während im Geißler-Rohr bekanntlich beide Gase genau dasselbe Spektrum ergeben, wurden hier Aufnahmen erhalten, denen man, wie die Tafel zeigt, auf den ersten Blick ansehen kann, daß sie nicht identisch sind.

Die eingehende Untersuchung dieser Erscheinungen sowie der entsprechenden Glimmlichtaufnahmen in einigen andern Gasen hat dann v. D. ausgeführt und wird derselbe demnächst ausführlich über alle Einzelheiten seiner Versuche berichten.

Hier seien zunächst nur ganz kurz die Hauptresultate mitgeteilt:

Die Spektra, welche die elementaren Gase *O*, *Cl*, *N* bei der Spitzenentladung emittieren, unterscheiden sich nicht wesentlich von den Spektren, welche man bei diesen Gasen in Geißler-Röhren bzw. bei der Funkenentladung erhalten hat. *O* und *Cl* geben das elementare Linienspektrum und zeigen starken kontinuierlichen Untergrund, *N* gibt das erste Bandenspektrum (vgl. Tafel).

Bei Wasserstoff (vgl. Tafel) gibt die nächste Umgebung der ausstrahlenden Spitzen das sekundäre Wasserstoffspektrum auf kontinuierlichem Untergrunde, außerdem tritt aber noch ein zweites Emissionsgebiet auf in Gestalt eines elektrischen Windes, der sich von der Kathode

1) Mitgeteilt aus Ber. Naturf. Ges. Freiburg i. B., Bd. XVII, 1908.

2) F. Himstedt und G. Meyer, Ber. der Naturforsch. Ges. Freiburg i. B. **16**, 13, 1905; diese Zeitschr. **6**, 688, 1905.

aus in den Gasraum erstreckt, in einer von der Lage der Anode unabhängigen Richtung. Die Ablenkung durch den Magneten beweist, daß es sich um einen Strahl von negativen Ionen handelt, die entweder selbst leuchten oder Emission veranlassen. Das Spektrum dieses leuchtenden Windes besteht aus unscharfen Linien, die mit keinem bekannten Spektrum zusammenfallen. Zahlreiche Versuche machen es wahrscheinlich, daß das Auftreten des leuchtenden Windes an die Anwesenheit sehr kleiner Verunreinigungen des Wasserstoffs gebunden ist. Dafür spricht auch, daß das Auftreten des Windes stets von erheblichen Änderungen der Charakteristik des Entladungsstroms begleitet ist.

Von zusammengesetzten Gasen wurden untersucht: HCl, CH_4, NO, CO, CO_2. Alle diese Gase erleiden im Spitzenstrom eine Zersetzung.

HCl emittiert hauptsächlich die stärkeren Chlorlinien, außerdem einige Linien des Wasserstoffspektrums und daneben tritt kontinuierlicher Untergrund auf.

CH_4 gibt Wasserstofflinien und das Swansche Spektrum.

NO das erste Bandenspektrum des Stickstoffs.

Luft gibt dasselbe Spektrum.

CO und CO_2 verhalten sich im Spitzenstrom verschieden.

In CO (vgl. Tafel) erscheinen in erster Linie die nach Rot scharfen Banden des im Geißler-Rohr auftretenden Bandenspektrums, in CO_2 dagegen dessen nach Violett scharfen Banden und die unscharfen Linien. In CO tritt außerdem das Swansche Spektrum auf.

Freiburg i. B., 1. Juli 1908.

(Eingegangen 18. Oktober 1908.)

Zur Strahlungstheorie.

Von J. H. Jeans.

1. — Ich möchte im folgenden ein paar Worte über die Seite der Strahlungstheorie sagen, die kürzlich in dieser Zeitschrift von Lorentz[1]) und von Lummer und Pringsheim[2]) behandelt worden ist.

Was meine Bemerkungen anlangt, so stehen zwei einander widerstreitende Theorien zur Diskussion: die bekannte Plancksche Theorie, die zu der Formel

$$8\pi RT\lambda^{-4}\frac{u}{e^u-1}d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

führt, wo $u=\frac{c}{RT\lambda}$ ist, und die aus der gleichmäßigen Energieverteilung folgende, die ich hier verteidigen will, und die zu der Formel

$$8\pi RT\lambda^{-4}d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

führt.

2. — In Erwiderung auf die Ausführungen von Lummer und Pringsheim darf ich vielleicht darauf hinweisen, daß — wenigstens meiner Ansicht nach — das Experiment einstweilen nichts zur Entscheidung zwischen den beiden Theorien beizutragen vermag. Formel (2) beansprucht keine Gültigkeit für die Strahlung seitens des experimentellen schwarzen Körpers, außer etwa für Strahlung von großer Wellenlänge. Für solche Strahlung wird aber die Formel mit der Planckschen identisch; das Experiment wird also beide Theorien gleichermaßen bestätigen oder verwerfen.

3. — Das Wesen des Widerstreites zwischen den beiden Theorien läßt sich nicht aus der Betrachtung solcher Verhältnisse erklären, die sich experimentell verwirklichen lassen. Wir müssen ein völlig unausführbares Gedankenexperiment betrachten.

Wir betrachten einen heißen Körper, der in eine Hülle eingeschlossen ist, deren Wände für Energie vollkommen undurchlässig sind. Nach einer unendlichen Zeit wird sich eine beständige Energieverteilung hergestellt haben. Nach der Ansicht von Planck wird die Energieverteilung im Äther durch Formel (1) gegeben werden, nach meiner eigenen Ansicht wird sie durch Formel (2) gegeben werden und durchaus verschieden sein von der Energieverteilung in dem Strahlungsstrom, dessen Austritt aus einem schwarzen Körper man unter experimentellen Verhältnissen beobachtet.

4. — Wenn sich diese idealen Verhältnisse im Laboratorium verwirklichen ließen, so würde die Berufung an das Experiment sogleich zwischen den beiden Theorien entscheiden. Eine solche unmittelbare Berufung an das Experiment ist nicht möglich; hingegen ist die Berufung an analoge Versuche aus der Akustik möglich.

Denken wir uns eine schallundurchlässige Hülle; diese enthalte Luft (— die den Äther des früheren Experimentes vertreten soll —) sowie eine Anzahl Glocken oder anderer Schallinstrumente (— welche die Materie oder die „Resonatoren" der Planckschen Theorie vertreten sollen —). Wir denken uns die Glocken in Schwingung versetzt (— ihre Energie soll die Wärme des heißen Körpers vertreten —) und denken sie uns in der Hülle eingeschlossen, bis eine bestimmte Energieverteilung zwischen den Glocken und der umgebenden Luft hergestellt ist.

5. — Wenn nun die Plancksche Theorie auf den Äther anwendbar ist, warum soll sie nicht gleichfalls auf dieses luftartige Medium

1) Diese Zeitschr. 9, 562, 1908.
2) Diese Zeitschr. 9, 449, 1908.

anwendbar sein? Mir scheint, die Plancksche Analyse ließe sich nach Anbringung einiger Bezeichnungsänderungen anwenden, um zu beweisen, daß in dem „Spektrum" der Schallenergie, das wir schließlich im Innern der Hülle finden, ein Maximum vorhanden sein muß, und man könnte mittels dieser Theorie beweisen, daß die Energieverteilung durch eine der Formel (1) ähnliche Formel gegeben sein muß. Nun wird man aber zugeben, daß der Endzustand in der Hülle in Wirklichkeit ein solcher sein wird, bei dem alle Schallenergie in Wärmeenergie zerstreut worden ist; die Energie, die man schließlich in der Luft finden würde, würde nur die willkürlicher Molekularbewegung sein. Dies scheint mir mit der Planckschen Theorie unvereinbar.

6. — Natürlich muß auch meine eigene Theorie, wenn sie für den Äther gilt, gleichfalls auf dieses Luftmedium anwendbar sein. Tatsächlich setzt uns das Theorem der gleichmäßigen Energieverteilung ohne weiteres in die Lage, vorauszusagen, daß die schließliche Verteilung der Schallenergie in der Luft durch die Formel

$$4\pi R T \lambda^{-4} d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

gegeben sein muß[1]). Der Zahlenfaktor 4 tritt hier an Stelle des Wertes 8 in Formel (2), weil die longitudinalen Luftschwingungen nur eine halb so große Energiekapazität haben wie die transversalen Ätherschwingungen. Die tatsächliche Energie wird, wie wir sahen, die willkürlicher Molekularbewegung sein. Die Energie dieser willkürlichen Bewegung läßt sich nun nach dem Satze von Fourier in die Energie regelmäßiger Wellenzüge auflösen, und es ergibt sich somit, daß die Energieverteilung auf Wellen verschiedener Wellenlänge durch die Formel

$$4\pi R T \lambda^{-4} d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

gegeben wird[2]).

7. — In einfachster physikalischer Ausdrucksweise scheint der strittige Punkt zwischen den beiden Theorien folgender zu sein: Die Theorie der gleichmäßigen Verteilung sagt aus, daß die Energie des Mediums, wenn man ihr genügend Zeit läßt, in Wellen von infinitesimaler Wellenlänge auslaufen wird; die Plancksche Theorie sagt aus, daß ein bestimmtes Maximum im „Spektrum" der Wellenenergie vorhanden sein wird. Wenn wir die erstere Theorie aufrecht halten wollen, so müssen wir erklären, woher es kommt, daß man in der „Strahlung des schwarzen Körpers" ein bestimmtes Maximum beobachtet. Ich meine, der Grund dafür ist der, daß dies keine Strahlung ist, die Zeit genug gehabt hat, ihre Gleichgewichtsverteilung zu erreichen.

Diese Ansicht läßt sich ausführlicher mit Hilfe des schon im vierten Abschnitt benutzten akustischen Analogons erörtern. Um die Bedingungen des von Lummer und Pringsheim angeführten Versuches darzustellen, wollen wir uns ein kleines Loch in die Wände der Hülle geschnitten denken, und wollen annehmen, ein Beobachter mit unendlich empfindlichem Gehör horche außerhalb dieses Loches. Dieser Beobachter darf nicht erwarten, eine Tonkombination zu hören, wie sie Formel (4) darstellt: er wird das Geräusch der Glocken hören.

8. — Übersetzen wir diese Erklärung in wissenschaftlichere Sprache, und wenden wir sie nicht auf unser imaginäres Luftmedium an, sondern auf das Äthermedium, um das es sich bei unseren Theorien wirklich handelt: Der Äther innerhalb der Hülle kann entweder im Zustande freier Schwingung sein, oder im Zustande erzwungener Schwingung, oder in einem Übergangszustande zwischen beiden. Ist die Hülle vollkommen geschlossen und vollkommen energieundurchlässig, so wird das Medium nach einer unendlichen Zeit in einem Zustande freier Schwingung sein; in diesem Zustande ist die Energieverteilung durch Formel (2) gegeben. Die Rechnung lehrt aber[1]), daß, um diesen Zustand herbeizuführen, das System während eines Zeitraumes energieundurchlässig sein muß, der nach Jahrhunderten oder nach Äonen zu bemessen ist, wenigstens soweit Licht von kurzer Wellenlänge in Betracht kommt. Unter wirklichen Versuchsbedingungen kann von einem Zurückhalten der Energie während eines Zeitraumes, der mit diesem nur irgend vergleichbar wäre, nicht die Rede sein. Selbst dann, wenn wir viel zu günstige Bedingungen voraussetzen und annehmen, daß die Wandungen vollkommen energieundurchlässig sind, und daß die Öffnung nur ein Milliontel der gesamten Wandfläche beträgt, so sehen wir doch noch, daß die einmal von der heißen Materie ausgestrahlte Energie nur während eines Zeitraumes zurückgehalten werden würde, der einem Tausendstel einer Sekunde vergleichbar wäre[2]). Die Energie, welche durch das Spektroskop zerlegt wird (— wenigstens, soweit es sich um kurze Wellen

1) Für Werte von λ, die so klein sind, daß sie mit den Molekularzwischenräumen vergleichbar sind, muß eine Einschränkung angebracht werden. Das ist aber für die vorliegende Erörterung unwesentlich. Um eine vollständige Analogie mit dem Äther zu erhalten, muß man sich die Luft von unendlich feinkörniger Struktur denken, und dann fällt diese Einschränkung fort.

2) Es fehlt mir an Raum, um den Beweis für diesen Satz zu geben; ich werde ihn aber bald an anderer Stelle veröffentlichen.

1) Jeans, Dynamical Theory of Gases, Kap. IX.

2) Dabei ist der Durchmesser der Hülle von der Größenordnung 30 cm angenommen.

handelt —) muß also als Energie angesehen werden, die frisch von der Materie herkommt; sie hat keine Zeit gehabt, auch nur anzufangen, sich ihrer Gleichgewichtsverteilung anzupassen. Wie in dem analogen akustischen Experiment (§ 7) ist das Medium im Innern der Hülle nicht im Zustande freier Schwingung, sondern im Zustande erzwungener Schwingung. Das Spektroskop analysiert tatsächlich Energie, wie sie von der Materie ausgeht, nicht Energie, die mit der Materie ins Gleichgewicht gelangt ist.

9. — Ich glaube, daß die von mir skizzierte Strahlungstheorie eine solche ist, die mit sich selbst nicht in Widerspruch steht, die auf richtige Unterlage gegründet ist, und die, soweit sie reicht, in keiner Weise dem Experiment widerspricht. Ich glaube ferner, daß sie die einzige Theorie ist, die verträglich ist mit der Annahme, daß Äther und Materie zusammen ein dynamisches System bilden, nämlich ein System, in dem die Vorgänge von dem Prinzip der kleinsten Wirkung beherrscht werden.

Princeton, New Jersey, U. S. A., 3. Oktober 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. Oktober 1908.)

Über Tageslichtmessungen.

Von Walther Thorner.

Die Bestimmung der Tagesbeleuchtung auf Arbeitsplätzen, die besonders in hygienischer Beziehung von Wichtigkeit ist, läßt sich nach verschiedenen Methoden ausführen, die sich in drei Hauptgruppen einteilen lassen. Die erste umfaßt die subjektiven Methoden, welche sich der Empfindlichkeit des menschlichen Auges als Maßstab bedienen, die zweite die Photometer, welche den absoluten Wert der jeweilig herrschenden Beleuchtungsstärke anzeigen, und die dritte besteht aus denjenigen Methoden, welche ein absolutes Urteil unabhängig von der zeitweiligen Helligkeit über einen Arbeitsplatz abgeben.

Was die subjektiven Methoden betrifft, so gehören hierher zunächst die Sehprüfungen. Man kann die bekannten Sehprobentafeln hierzu benutzen und die Forderung aufstellen, daß Zahlen bestimmter Größe in einer bestimmten Entfernung gelesen werden müssen, eine Prüfung, die für normale Augen verhältnismäßig genau übereinstimmende Resultate bezüglich der Helligkeit ergibt. Auf einem ähnlichen Prinzip beruht der Apparat von Hermann Cohn. In einem stereoskopartigen Gestell sind in der deutlichen Leseentfernung Tafeln mit klein gedruckten vierstelligen Zahlen befestigt. Die Anzahl der Zeilen, die in einer Minute gelesen werden können, gibt einen Maßstab für die Beleuchtung des Platzes ab. Endlich gehört ein von Pfeiffer konstruiertes Instrument in diese Gruppe, das als Probeobjekt eine Anzahl feiner Öffnungen besitzt und das Licht zur Beleuchtung derselben durch eine Irisblende von dem zu untersuchenden Platze aus zuführen läßt. Durch Regulierung der Irisblende läßt sich dann der Grad der Beleuchtung feststellen.

Diese subjektiven Methoden haben zwei Vorzüge, nämlich daß sie einfach zu handhaben sind, und daß sie keine künstliche Lichtquelle erfordern. Dem stehen aber große Nachteile gegenüber. Es wird nur der Wert der augenblicklichen Beleuchtung ermittelt, die Prüfung muß also häufig ausgeführt werden, um einen brauchbaren Durchschnittswert zu ergeben, und vor allem, die Empfindlichkeit des menschlichen Auges ist als Maßstab benutzt. Wenn nun auch bei normalen Augen diese Empfindlichkeit gegen Lichtunterschiede eine viel gleichmäßigere ist, als man dies gewöhnlich annimmt, so kommt doch die persönliche Disposition des Beobachters hierbei störend in Betracht, abgesehen davon, daß leicht einmal krankhafte Störungen der Lichtempfindlichkeit vorhanden sein können. Man hat deshalb diese Methoden auch bald verlassen und sich andern Untersuchungsarten zugewandt.

Die zweite Gruppe besteht aus denjenigen Methoden, welche den absoluten Wert der jeweilig herrschenden Beleuchtungsstärke anzeigen. Diese Messung kann entweder durch Vergleich mit einer künstlichen Lichtquelle bekannter Helligkeit oder durch Beurteilung der chemischen Einwirkung auf ein photographisches Papier erfolgen. Mittels des bekannten Weberschen Photometers sind zahlreiche hygienische Untersuchungen ausgeführt worden, und Weber selbst hat sich große Verdienste um die Aufstellung der zu fordernden Normalwerte erworben. So wurde festgestellt, daß als ausreichende Beleuchtung eines Arbeitsplatzes eine Helligkeit von 10 Meterkerzen in rotem Licht, die 25 Meterkerzen in weißem Licht äquivalent sind, anzusehen ist. Martens hat ein Photometer speziell für die Messung von Arbeitsplätzen konstruiert, das leicht transportabel ist und die Ablesung direkt in Meterkerzen gestattet. Der einfachste hierher gehörige Apparat ist der Wingensche Beleuchtungsprüfer, der auch auf dem Prinzip der Photometrie beruht, aber mit den denkbar einfachsten Hilfsmitteln ausgeführt ist. Freilich kann man auch nicht die Genauigkeit der Messung wie mit den andern Instrumenten erzielen.

Der Photometrie haftet für den vorliegenden

Zweck der prinzipielle Fehler an, daß sie nur einen einmaligen Wert ergibt und deshalb viele Messungen an verschiedenen Tagen und zu verschiedenen Zeiten erfordert, um ein endgültiges Urteil über einen bestimmten Platz abgeben zu können. Dasselbe gilt auch von denjenigen Apparaten, die durch Schwärzung eines photographischen Papieres die Beleuchtung ermitteln, wenn auch hier die Beobachtung sich über einen längeren Zeitraum erstreckt. Es müssen auch hierbei Proben an verschiedenen Tagen mit verschiedener Himmelshelligkeit angestellt werden.

Es war deshalb ein großer Fortschritt, als Weber in seinem Raumwinkelmesser ein Instrument schuf, das durch eine einmalige Untersuchung ein definitives Urteil über die Brauchbarkeit eines Arbeitsplatzes gestattet. Wir kommen damit zur dritten Gruppe von Methoden, die die räumliche Lage des Platzes allein berücksichtigen. Der Raumwinkelmesser gestattet, dasjenige Himmelsstück auszumessen, welches für die Beleuchtung des zu untersuchenden Platzes in Frage kommt. Aus der Größe dieses Himmelsstückes, das in Raumwinkelgraden ausgedrückt wird, können wir noch kein Urteil über den Platz gewinnen, man kann aber durch vergleichende Untersuchungen mit dem Photometer feststellen, welchem Raumwinkelgrade ein Platz mit normaler Beleuchtung entspricht. Hier hat Weber festgestellt, daß 50 Raumwinkelgrade das zu fordernde Minimum darstellen. Der Webersche Apparat bildet durch eine Linse von bestimmter Brennweite ein reelles Bild der Himmelsfläche auf einem in Quadrate abgeteilten Papierblatte ab. Die Größe der Quadrate ist so im Verhältnis zur Brennweite der Linse berechnet, daß jedes derselben einem Quadratgrade entspricht. Durch Ablesung des Elevationswinkels läßt sich dann leicht der reduzierte Raumwinkel des betreffenden Platzes berechnen. Ein Nachteil des Raumwinkelmessers ist es, daß das Auszählen der Quadrate immerhin einige Zeit erfordert. Deshalb hat Gotschlich eine Methode angegeben, um nur die Höhe des sichtbaren Himmelsstückes bei Vernachlässigung seiner Breite zu messen, indem er von der Voraussetzung ausging, daß meist die umgebenden Häuser mit horizontalen Linien das Himmelsstück begrenzen. Da dies aber für viele Fälle nicht zutrifft, so gibt auch Gotschlichs Methode nicht genügend genaue Resultate.

Ich habe dann vor einigen Jahren ein Instrument beschrieben, das demselben Zwecke dienen soll, aber insofern von den vorhergehenden abweicht, als es die Helligkeit des reellen Himmelsbildes mit der Platzhelligkeit vergleicht. Zu der Konstruktion desselben gelangte ich gelegentlich von Untersuchungen, die im Winter 1903/04 von Prof. Greeff im Auftrage des Kultusministeriums an Berliner Schulen über den Zusammenhang zwischen Kurzsichtigkeit und Schule ausgeführt wurden, und bei denen ich in drei Berliner Gymnasien die Helligkeit sämtlicher Plätze mit dem Raumwinkelmesser zu prüfen hatte. Der Gedanke, der meinem Instrument zugrunde liegt, eine Helligkeitsmessung ohne Benutzung einer konstanten Lichtquelle durch Vergleich zweier Helligkeiten aus derselben Lichtquelle erzielen zu wollen, erscheint auf den ersten Anblick als widersinnig. Denn wenn man mit irgendeinem Apparat an verschieden helle Plätze sich begibt, so werden eben alle Teile desselben auch verschieden hell beleuchtet. Hiervon gibt es aber eine Ausnahme, nämlich das reelle Bild des Himmels. Dieses ist stets gleich hell, wie weit man auch vom Fenster entfernt sein möge. Bekanntlich hat ja Helmholtz für unser Auge die Gültigkeit desselben Gesetzes nachgewiesen. Auch auf unserer Netzhaut ist das reelle Bild einer Lichtquelle stets ebenso hell, gleichgültig, wie weit wir uns von dieser Lichtquelle befinden. Denn die geringere Lichtmenge, die das Auge bei größerer Entfernung trifft, wird durch eine entsprechende Verkleinerung des reellen Bildes wieder kompensiert.

Die Konstruktion, welche sich auf diese Überlegung gründet, war nun folgende:

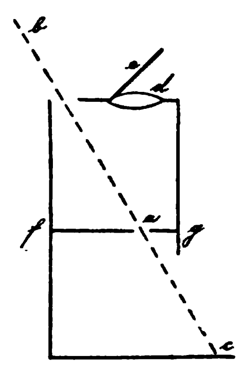


Fig. 1.

Ein allseitig geschlossenes Kästchen (Fig. 1) trägt in seinem Innern eine Papierfläche fg mit einer feinen Öffnung a. Senkrecht über dieser Öffnung a befindet sich eine Konvexlinse d von gegebener Apertur, und über der Konvexlinse ein Planspiegel e, welcher sich sowohl um eine horizontale wie um eine vertikale Achse frei drehen läßt. Die Brennweite der Konvexlinse d ist so gewählt, daß der Brennpunkt derselben in a liegt. In c befindet sich eine zweite Papierfläche, welche auf dem zu untersuchenden Platze aufliegt und somit die Beleuchtung des Platzes empfängt. Der Beobachter blickt nun in der Richtung der

punktierten Linie von *b* aus auf die Papierfläche *fg* mit ihrer Öffnung *a* hin und dreht den kleinen Planspiegel *e* so, daß ein Teil der Himmelsfläche in der Umgebung der Öffnung *a* abgebildet wird. Das Bild, das sich dann auf der Papierfläche *fg* zeigt, ist in der Fig. 2a und 2b dargestellt. Die Prüfung auf die Brauchbarkeit des Platzes geschieht nun einfach so, daß man beurteilt, ob die kleine Öffnung heller oder dunkler als das sie umgebende Bild der Himmelsfläche ist. Ist sie heller oder ebenso hell, so ist der Platz brauchbar, ist sie dunkler, so hat er nicht das vorgeschriebene Maß der durchschnittlichen Beleuchtung.



Fig. 2a.



Fig. 2b.

Fig. 2a stellt das Bild auf *fg* dar, wie es sich bei einem brauchbaren Platze, Fig. 2b wie es sich bei einem unbrauchbaren Platze zeigt.

Dabei wird freilich stillschweigend eine Voraussetzung gemacht, nämlich, daß die Himmelsfläche in ihren Teilen eine gleichmäßige Leuchtintensität besitzt. Dies wird nun zwar durchaus nicht immer der Fall sein. Für das kleine Stück aber, das bei den auf der Grenze der Brauchbarkeit liegenden Plätzen in Betracht kommt, ist gewöhnlich eine solche gleichmäßige Intensität vorhanden, wenigstens so weit, daß diese Messung möglich ist.

Die Apertur der Konvexlinse ist hier dasjenige, was als Maß der Helligkeit zu gelten hat. Einem Normalplatz, der 50 reduzierte Raumwinkelgrade freie Himmelsfläche besitzt, aber in einem Zimmer mit absolut schwarzen Wänden sich befindet, ist diejenige Beleuchtung gleichwertig, welche durch eine Konvexlinse von einer Apertur $= {}^1/_7$ hervorgerufen wird, wenn diese von derselben Himmelsfläche beleuchtet wird. Für einen Normalarbeitsplatz dürfte die Apertur von ${}^1/_6$ zu verlangen sein. Ein Platz, der weniger als 50 reduzierte Raumwinkelgrade hat, aber von den Wänden so viel reflektiertes Licht erhält, daß er ebenso hell wie dieser Normalplatz ist, ist offenbar hygienisch ebenfalls als brauchbar zu erklären, und dies kommt hier dadurch zum Ausdruck, daß die Öffnung *a* auch noch ebenso hell wie die umgebende Himmelsfläche erscheinen wird.

Man bestimmt somit mit diesem Instrumente weder die absolute Helligkeit des Platzes noch den Raumwinkel, sondern eine Größe, die ich als äquivalente Apertur des Platzes bezeichnet habe. Der Vorteil, den die Messung mit diesem Instrument bietet, ist einmal die große Leichtigkeit und Schnelligkeit der Ausführung, dann aber werden hier diejenigen Plätze, auf die viel reflektiertes Licht fällt, ebenfalls als brauchbar sich darstellen. Ferner ist es möglich, dem Apparat eine sehr handliche Ausführung zu geben. Ich habe das Instrument in der Form konstruiert, wie es in Fig. 3 abgebildet ist.

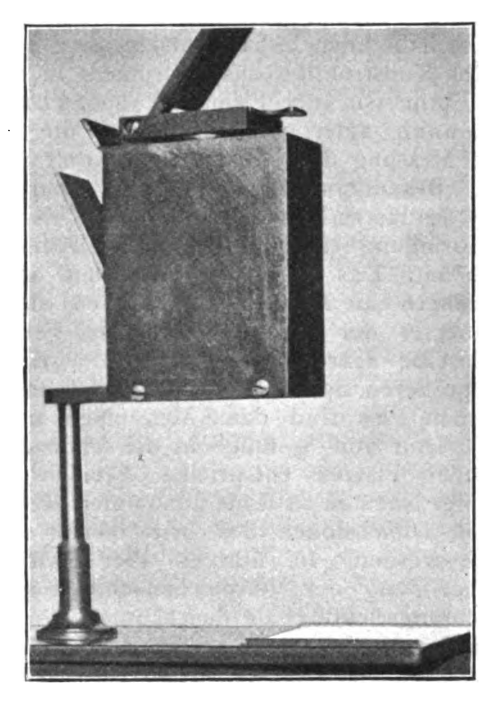


Fig. 3.

Für einen großen Vorteil der Konstruktion sah ich es an, daß die Lage der Vergleichsfläche auf dem Arbeitsplatze dieselbe wie die eines Buches oder Schreibheftes ist und daß der Beobachter in derselben Richtung auf die Vergleichsfläche blickt wie der Schüler auf sein Buch, daß er also ohne weiteres die richtige Lichtmenge zur Beurteilung bekommt, ohne eine Neigung der Vergleichsfläche und Umrechnung vornehmen zu müssen. Ein fernerer Vorteil ist die große Handlichkeit des Apparates, derselbe läßt sich in einem kleinen Taschenetui unterbringen.

Auf eine genaue Messung der äquivalenten Apertur hatte ich verzichtet, sondern dem Instrument nur drei auswechselbare Blenden beigegeben, die einer Apertur von ${}^1/_5$, ${}^1/_6$ und ${}^1/_7$ der Brennweite entsprechen. In meiner früheren Publikation[1]) sagte ich betreffs dieser Frage:

1) Über die Methoden der Tageslichtmessung und einen neuen einfachen Beleuchtungsprüfer. Hygienische Rundschau 1904. Nr. 18.

„Es wäre ja falsch, etwa durch eine Irisblende die Apertur der Konvexlinse *d* zu verändern und hiernach genaue Zahlenwerte festzusetzen. Dies würde wohl bei ganz gleichmäßig trübem Wetter möglich sein, wenn die Himmelsfläche etwa wie eine Mattglasscheibe erscheint. Mir scheint es jedoch für die praktische Verwendbarkeit geeigneter zu sein, daß der Konvexlinse eine bestimmte Apertur gegeben wird." Seitdem ist es von verschiedenen Beobachtern, die mein Instrument benutzt haben, als ein Mangel desselben empfunden worden, daß damit keine genauen Messungen vorzunehmen sind. Ich habe mich deshalb entschlossen, neben der alten Konstruktion das Instrument in einer neuen Form von der Firma Franz Schmidt & Haensch anfertigen zu lassen, die eine genaue Messung der äquivalenten Apertur gestattet. Besonders folge ich hierin einer Anregung des Herrn Prof. Reichenbach, der mir zur Anbringung einer regulierbaren Irisblende geraten hat. Das neue Instrument muß außerdem insofern eine Abänderung erfahren, als der Durchmesser der Konvexlinse größer gewählt und dieselbe achromatisch gemacht wird, um einen größeren Spielraum in der Messung zu bekommen. Es sind dann Messungen bis zu einer Apertur von 1/3 möglich, die schon ziemlich hellen Plätzen entspricht. Freilich muß damit der Nachteil in Kauf genommen werden, daß die Dimensionen des Instruments etwas größere werden. Im übrigen aber habe ich die Anordnung der Vergleichsfläche und der Beobachtungsrichtung als durchaus zweckmäßig beibehalten.

(Eingegangen 21. Oktober 1908.)

Die Lorenzsche Theorie der Kreiselräder.

Von R. Löwy.

Herr Prof. H. Lorenz hat in dieser Zeitschrift[1]) und in zahlreichen anderen Veröffentlichungen eine hydrodynamische Theorie veröffentlicht, die Gegenstand zahlreicher Untersuchungen wurde. So ist auch in dieser Zeitschrift (8, 314) Herr R. v. Mises sowohl gegen die Grundlagen als auch gegen die Durchführung der Theorie selbst aufgetreten und will einige Irrtümer, teils mathematischer, teils physikalischer Natur feststellen. Die nachstehenden Ausführungen sollen nun zeigen, daß die Grundlagen der Lorenzschen Theorie den physikalischen Bedingungen vollauf Genüge leisten, und daß die diesbezüglichen Einwände R. v. Mises' hinfällig sind.

1) Diese Zeitschr. 6, 82, 206, 1905 und 8, 139, 1907.

Prof. Lorenz geht bei seinen Berechnungen und Untersuchungen von den Eulerschen Gleichungen aus, die er um ein Glied vermehrt hat, welches der Unstetigkeit des Druckes an den Schaufelwandungen Rücksicht tragen soll. Die Eulersche Gleichung in Richtung s genommen:

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\gamma}{g} \frac{d v_s}{d t} - \frac{\gamma}{g} P_s \tag{1}$$

bringt eine Beziehung zwischen der Druckzunahme $\frac{\partial p}{\partial s}$, der Flüssigkeitsbeschleunigung $\frac{d v_s}{d t}$ und der äußeren einwirkenden Beschleunigung P_s zum Ausdruck. Diese Gleichung gilt jedoch nur in einem Raume, in dem der Druck p durchweg stetig ist. Welche Beziehungen treten nun ein, wenn der Druck dieser Bedingung nicht durchweg genügt? Strömt die Flüssigkeit beispielsweise zwischen feststehenden Schaufelflächen, so wird wohl im allgemeinen der Druck an diesen Flächen unstetig werden. Wir wollen uns nun eine Reihe von Schaufelräumen vorstellen und den Druck p als Funktion einer die Schaufeln durchsetzenden Bahn s darstellen. Bezeichnet man an einer Seite der Schaufel (Unstetigkeitsfläche) — entsprechend dem Wege s_n — den Druck mit p_n und auf der anderen Seite der Fläche mit (s_n') p_n' so wird

$$\left.\begin{aligned} p = p_0 + \int_0^{s_1} \frac{\partial p}{\partial s} ds + (p_1' - p_1) + \int_{s_1'}^{s_2} \frac{\partial p}{\partial s} ds \\ + (p_2' - p_2) \cdots = p_0 + \sum_0^m \int_{s_n'}^{s_n+1} \frac{\partial p}{\partial s} ds \\ - \sum_0^m \Delta p_n. \end{aligned}\right| \tag{2}$$

Die Differenz $\Delta p_n = p_n - p_n'$, welche wir uns positiv vorstellen wollen, stellt daher den Überdruck an einer Stelle der Unstetigkeitsfläche dar.

Wir lassen nun die Schaufelräume unendlich klein werden und sind dann die Schaufelflächen unendlich nahe.

Für den Grenzübergang soll der Ausdruck

$$\frac{p_n - p_n'}{s_n' - s_n}$$

einen positiven endlichen Grenzwert besitzen und dann kann man schreiben:

$$\lim \frac{p_n - p_n'}{s_n' - s_n} = \lim \frac{\Delta p_n}{\Delta s_n} = q_s \text{ oder } \Delta p_n = q_s \Delta s_n.$$

Beim Grenzübergang fallen im ersten Summanden der Gleichung (2) die Grenzen der aufeinanderfolgenden Integrale zusammen, d. h. $s_n = s_n'$ und kann das Σ-Zeichen daher entfallen. Nach-

dem aber weiter $p_n = p_n'$ wird, so ist nun der Druck in der Flüssigkeit stetig veränderlich und die Gleichung (2) lautet dann:

$$p = p_0 + \int_0^s \frac{\partial p}{\partial s} ds - \int_0^s q_s d_s. \qquad (3)$$

Man hat sich somit den Raum von unendlich vielen, unendlich nahe liegenden Schaufeln durchzogen zu denken, der Flüssigkeitsdruck p ist durchweg stetig und den zusätzlichen Schaufeldrucken wird man durch die Größe q gerecht. Leitet man nunmehr die Eulerschen Gleichungen für einen derartigen Raum ab, so hat man nur in Gleichung (1) für $\frac{\partial p}{\partial s}$ nun $\frac{p}{\partial s} - q_s$ einzuführen, denn auf Grund der Gleichung (3) wird die totale Druckzunahme in der Richtung s nunmehr

$$\frac{dp}{ds} = \frac{\partial p}{\partial s} - q_s.$$

Somit lauten die Grundgleichungen bei gleichzeitiger Transformation in das rechtwinklige Koordinatensystem

$$\frac{\partial p}{\partial x} - q_x = \frac{\gamma}{g} \frac{d v_x}{dt} - \frac{\gamma}{g} X \text{ usw.} \qquad (4)$$

Fügt man zu diesen Gleichungen die Kontinuitätsbeziehung hinzu:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \qquad (5)$$

so ist das Problem noch nicht vollständig fixiert. Dies kann erst geschehen, wenn über die absolute Lage der Schaufelfläche eine Disposition getroffen wird.

Wir machen nunmehr die Annahme, die Schaufelflächen $F(xyz) =$ konst bewegen sich im Raume mit der Translationsgeschwindigkeit $u_x = \frac{d\overline{x}}{dt} \ldots$ fort und vollführen eine Rotation um die x-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega_x = \frac{d\alpha_x}{dt} \ldots$ Bezeichnet man nun die relativen Koordinaten mit $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ und die relativen Geschwindigkeiten mit $w_\mathfrak{x} w_\mathfrak{y} w_\mathfrak{z}$, so herrschen zwischen allen diesen Größen die Beziehungen

$$dx = d\mathfrak{x} + d\overline{x} + (z\, d\alpha_y - y\, d\alpha_z)$$

oder

$$v_x = w_x + u_x + (z\,\omega_y - y\,\omega_z). \qquad (6)$$

Es sind nun die Beziehungen zwischen dem Schaufeldrucke q und den Schaufelflächen F festzustellen. Schreitet man im relativen System längs dieser Flächen fort und wendet hierbei Gleichung (3) an, so ist ersichtlich, daß $\frac{dp}{ds} = \frac{\partial p}{\partial s}$ und $q_s = 0$, da man bei dieser Fortschreitung keine Schaufelflächen schneidet. Hieraus ergibt sich:

$$q_x\, d\mathfrak{x} + q_y\, d\mathfrak{y} + q_z\, d\mathfrak{z} = \Sigma q_x\, d\mathfrak{x} = 0,$$

oder

$$\frac{q_\mathfrak{x}}{F_\mathfrak{x}'} = \frac{q_\mathfrak{y}}{F_\mathfrak{y}'} = \frac{q_\mathfrak{z}}{F_\mathfrak{z}'} \qquad (7)$$

und mit Berücksichtigung von (6) findet man dann, daß

$$dE = \Sigma q_x\, dx = \Sigma q_x\, d\overline{x} + \Sigma m_x\, d\alpha_x,$$

wobei m_x das Moment der Schaufelkraft um die x-Achse ist. Obige Gleichung bringt zum Ausdruck, daß die Arbeit der Schaufelkräfte zum Teil von der Translation, zum Teil von der Rotationsbewegung herrührt.

Die relativen Strombahnen müssen offenbar auf den Schaufelflächen F liegen, weshalb ferner

$$F_\mathfrak{x}' w_\mathfrak{x} + F_\mathfrak{y}' w_\mathfrak{y} + F_\mathfrak{z}' w_\mathfrak{z} = 0 \qquad (8)$$

ist.

Die bis nun abgeleiteten Beziehungen setzen uns instand, das hier in Frage kommende Problem vollständig zu präzisieren. Als gegeben sind anzusehen: das äußere Kräftesystem X, Y, Z, die Schaufelflächen $F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}) =$ konst sowie die Bewegung derselben, d. h. $u_x\ u_y\ u_z$ und ω_x, ω_y, ω_z. Diese Angaben genügen vollständig, um folgende Aufgabe zu lösen: Es sind jene Strömungen aufzusuchen und ihre Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse festzustellen, die auf einer vorgeschriebenen Schar $F(\mathfrak{x}\,\mathfrak{y}\,\mathfrak{z}) =$ konst von Schaufelflächen vor sich gehen. Die speziellen Grenzbedingungen — z. B. die Oberflächenbedingungen — spezialisieren dann das allgemeine Problem. Als unbekannte Größen hat man die absoluten Geschwindigkeiten $v_x v_y v_z$, den Flüssigkeitsdruck p und den Schaufeldruck $q_x q_y q_z$ — somit 7 Unbekannte aufzufassen. Die nötigen Bestimmungsgleichungen sind nun folgende: Die drei Euler-Lorenzschen Gleichungen (4), die Kontinuitätsbeziehung (5), die Aussage, daß der Schaufeldruck auf das relative Wegelement normal steht (7) — zwei Beziehungsgleichungen — und die Gleichung (8), welche die Lage der Strombahnen in bezug auf die Schaufelflächen feststellt.

Es stehen somit tatsächlich sieben Gleichungen zur Verfügung, die die obigen Unbekannten bestimmen. In diesem Sinne ist das Problem der Euler-Lorenzschen Gleichungen aufzufassen und erweisen sich daher die Einwände des Herrn R. v. Mises gegen diese Theorie, insbesondere die Absätze 1, 2 und 3c seiner Studie als ungerechtfertigt.

Es mögen noch einige Bemerkungen zur Erläuterung dieser Theorie hier gebracht werden. Vergleicht man die hier gegebene Entwicklung mit der von Prof. Lorenz, so fällt auf, daß die Dimension von q hier eine andere ist. Dies ist mit Absicht geschehen, da die Ähnlichkeit von q mit dem Oberflächendruck p eine größere zu sein scheint als mit den Massenkräften. Daß

man aber auch q als Massenkraft auffassen kann, ist zweifellos zulässig und so erscheint in den Gleichungen von Prof. Lorenz, wo hier einfach q_x steht, dortselbst $\frac{\gamma}{g} q_x$. Diese Auffassung läßt sich aber auch analytisch rechtfertigen, immerhin dürfte aber die hier gegebene Entwicklung anschaulicher sein.

Des weiteren möge noch darauf hingewiesen werden, daß das hier dargelegte Problem eine Erweiterung erfahren kann, insofern man die Bewegung der Schaufelflächen nicht als gegeben ansieht, sondern sowohl von äußeren Kräften als auch von den Schaufeldrucken abhängig. In diesem Falle sind auch $u_x u_y u_z$ und $\omega_x \omega_y \omega_z$ als unbekannte Größen aufzufassen und treten dann hierfür zu den früher erwähnten 7 Gleichungen jene 6 Gleichungen, welche das d'Alembertsche Prinzip für das mechanische System der Schaufelflächen repräsentieren. Damit ist folgende allgemeine Aufgabe gelöst:

Es ist die Bewegung einer mit Masse belegten (geg.) Flächenschar zu finden, auf welche sowohl äußere Massenkräfte (Kraftfeld I) als auch Oberflächenkräfte einwirken, wobei die letzteren von einer auf der Flächenschar strömenden Flüssigkeit herrühren, deren Druck im übrigen von anderen äußeren Massenkräften (Kraftfeld II) abhängt.

Wien, den 13. Oktober 1908.

(Eingegangen 16. Oktober 1908.)

Über das sogenannte Asymmetrieprodukt.

Von Emil Bose.

Im Jahre 1890 und in den nächstfolgenden Jahren erweckten Arbeiten von Philippe A. Guye berechtigtes Aufsehen, in denen derselbe für das molekulare Drehungsvermögen optisch aktiver organischer Verbindungen Beziehungen entwickelte, die auf den ersten Blick sehr viel Bestechendes für sich hatten[1]).

Bekanntlich hat sich als die Conditio sine qua non[2]) für eine spontane optische Aktivität im flüssigen, gelösten oder gasförmigem Zustande das Vorhandensein eines oder mehrerer „asymmetrischer" Kohlenstoffatome im Molekül ergeben, d. h. solcher Kohlenstoffatome, deren vier Valenzen durch vier verschiedene Radikale, R_1 bis R_4, abgesättigt sind. Eine solche Verbindung wollen wir

$$C\begin{cases} / R_1 \\ - R_2 \\ - R_3 \\ \backslash R_4 \end{cases}$$

schreiben. Die vier Gruppen können, nach den Ecken eines Tetraeders gruppiert, auf zwei verschiedene Arten an dem asymmetrischen Kohlenstoffatom angebracht werden, wodurch zwei sich wie Objekt und Spiegelbild zueinander verhaltende Modifikationen, entsprechend dem rechts und links drehenden Individuum, entstehen. Daher mußte die Funktion, welche das molekulare Drehungsvermögen darstellen soll, zunächst die Eigenschaft haben, daß eine Vertauschung zweier beliebiger Gruppen lediglich einen Zeichenwechsel, aber keinerlei Änderung im Absolutwert der Funktion mit sich führt.

Eine zweite wichtige Eigenschaft der Funktion muß die sein, daß sie sofort den Wert Null liefert, sowie die Grundbedingung jeder Asymmetrie, vier verschiedene Gruppen, nicht mehr erfüllt ist. Einen mathematischen Ausdruck, der diesen Forderungen genügt, hat nun Guye wirklich gefunden.

Schreiben wir den vier Gruppen R_1 bis R_4 im asymmetrischen Molekül je eine geeignete Gruppenkonstante c_1 bis c_4 zu und ist f ein Proportionalitätsfaktor, so können wir für das molekulare Drehungsvermögen D_m[1]) mit Guye den Ansatz machen:

$$D_m = f \cdot \frac{(c_1-c_2)(c_1-c_3)(c_1-c_4)(c_2-c_3)(c_2-c_4)(c_3-c_4)}{(c_1+c_2+c_3+c_4)^6}$$

oder, was für unsere Betrachtungen dasselbe leistet, den Ansatz:

$$D_m = f' \cdot (c_1-c_2)(c_1-c_3)(c_1-c_4)(c_2-c_3)(c_2-c_4)(c_3-c_4)\,^{2)}.$$

In der Tat genügen die vorstehenden Ausdrücke beide den obigen Forderungen, denn vertausche ich zwei beliebige Gruppen miteinander, so wechselt jeder Ausdruck sein Vorzeichen unter Beibehaltung seines jeweiligen numerischen Wertes; setze ich zwei beliebige Gruppen einander gleich, so wird sowohl der erste wie der

1) Ganz ähnliche Ideen wurden gleichzeitig mit Guye von Crum Brown ausgesprochen, doch hat sich an der weiteren Ausbildung der Frage nur der erstere weiter betätigt. Bezüglich der umfangreichen Literatur über diesen Gegenstand muß hier auf Landolt, Optisches Drehungsvermögen, 2. Aufl. 1898, verwiesen werden, wo dieselbe bis 1897 inkl. ziemlich vollständig zu finden ist.

2) Wir sehen hier absichtlich ab von der durch andere Elemente als Kohlenstoff hervorgerufenen optischen Aktivität, desgleichen von zyklischen Verbindungen, bei denen die Verhältnisse scheinbar komplizierter liegen.

1) Mit der Bezeichnung D_m für das „molekulare Drehungsvermögen" einer Verbindung lasse ich zunächst die Frage offen, wie man dasselbe definieren will, ob man, wie meist üblich, setzen will

D_m = Molekulargewicht $\times$ spezifische Drehung $= M \cdot [\alpha]$

oder

$$D_m = \frac{\alpha}{l} \sqrt[3]{\frac{M}{d}}.$$

2) Mit diesem Ansatz erörtert z. B. auch Nernst den Gegenstand in seiner Theoretischen Chemie, 5. Aufl., S. 338.

zweite Ausdruck stets Null. Damit sind tatsächlich die grundlegenden Forderungen, die wir an Formelausdrücke für das molekulare Drehungsvermögen stellen müssen, erfüllt.

Was nun aber die Bedeutung der vier Gruppenkonstanten c_1 bis c_4 betrifft, so hatte in der Wahl derselben Guye wenig Glück. Er vermutete, daß für die Größe des molekularen Drehungsvermögens das Produkt aus Gruppenmasse mal Schwerpunktabstand vom asymmetrischen Kohlenstoffatom bestimmend sei, und da die fraglichen Abstände zwar unbekannt waren, aber der Größenordnung nach wenigstens einander gleich sein mußten, so begnügte sich Guye damit, die Gruppenmassen allein als das Bestimmende anzusehen. Diese Annahme erwies sich als wenig glücklich und die Folge war, daß nach einem jahrelangen Für und Wider, in welches eine große Zahl von organischen Chemikern eingriff und nachdem die Literatur über diesen Gegenstand einen gewaltigen Umfang angenommen hatte, schließlich Guyes Anschauungen als unhaltbar anerkannt und verlassen wurden. Namentlich seitdem Guye selbst anerkannt hat, daß in der von ihm gewählten Form die Lehre vom Asymmetrieprodukt nicht aufrecht zu erhalten ist, ist es still geworden über die früher so lebhaft diskutierte Frage und man hat sich in weiten Kreisen gewöhnt, die ganze Fragestellung als verfehlt zu betrachten.

Nun dürfte jedoch meines Erachtens in diesem Falle beträchtliche Wahrscheinlichkeit bestehen, daß man das Kind mit dem Bade ausgeschüttet hat und es erscheint mir als eine durchaus dankenswerte und sogar für die Erkenntnis der Beziehungen zwischen physikalischen Eigenschaften und Konstitution wichtige Aufgabe, die Aufmerksamkeit der Physiker wie der Chemiker von neuem auf diesen Gegenstand zu lenken.

Der Grund für den Mißerfolg und das völlige Versagen der Guyeschen Vorstellungen liegt meines Erachtens lediglich in den viel zu speziellen Voraussetzungen, welche über die den einzelnen Radikalen zugeordneten Gruppenkonstanten gemacht worden sind. Hätte auch die Einführung der Momente, mit denen die einzelnen Gruppen am asymmetrischen Kohlenstoffatom angreifen, eine gewisse Wahrscheinlichkeit für sich gehabt, so brachte doch schon die Unkenntnis der in die Momente eingehenden Schwerpunktsabstände und die als Notbehelf eingeführte Gleichsetzung derselben eine durchgreifende Vernachlässigung mit sich, die um so schwerer wiegt, als der entscheidende Ausdruck aus Differenzen aufgebaut ist.

Mehr denn alles andere aber spricht für die Unzulänglichkeit des Massenasymmetrieproduktes die folgende Betrachtung. Bezeichnen wir das Molekularprodukt der Verbindung mit M, die Massen der vier Radikale R_1 bis R_4 mit m_1 bis m_4, so können wir, da

$$m_1 + m_2 + m_3 + m_4 + 12 = M$$

ist, schreiben:

$$D_m = f \cdot \frac{(m_1 - m_2)(m_1 - m_3)(m_1 - m_4)(m_2 - m_3)(m_2 - m_4)(m_3 - m_4)}{(M - 12)^6}$$

Nun ist zu beachten, daß D_m keineswegs konstant, sondern in hohem Grade Funktion von Temperatur T und Wellenlänge λ ist. Das kann in obiger Formel nur dadurch zum Ausdruck kommen, daß der universelle Proportionalitätsfaktor f als Funktion von T und λ angesehen wird. Dann folgt aber sofort, daß nach Guye alle[1]) optisch aktiven Substanzen in gleicher Weise ihr Drehungsvermögen mit Temperatur und Wellenlänge ändern müßten, wovon in Wirklichkeit aber absolut nicht[2]) die Rede ist. Die gleiche Betrachtung gilt natürlich auch für den einfacheren Ausdruck ohne die 6. Potenz im Nenner, sobald wir die Gruppenkonstanten mit den Massen identifizieren.

Nun fragt es sich, ob und eventuell in welcher Weise wir in der Lage sein werden, ohne die allzu speziellen Annahmen Guyes auszukommen?

Ein zweifellos auf den ersten Blick sehr viel rationellerer Weg scheint die Unterlassung jedweder Voraussetzung über die Bedeutung der Gruppenkonstanten und statt dessen die Bestimmung derselben aus vorliegendem Beobachtungsmaterial zu sein. Dabei würden die Gruppenkonstanten selbst je nach Temperatur und Lichtsorte variieren können, also als Funktionen: $c_1(T, \lambda)$; $c_2(T, \lambda)$ usw. anzusehen sein. Da in dem jeweiligen Ausdruck für D_m sich die vier c-Werte der einzelnen Gruppen kombinieren, so resultiert durchaus individuelles Verhalten der einzelnen Verbindungen gegenüber Temperaturänderungen, sowie in den Dispersionsverhältnissen. Zunächst würde es dann etwa Ziel der Berechnung sein, die c-Werte für Natriumlicht und Zimmertemperatur zu ermitteln.

Dieser scheinbar klar vorgezeichnete Weg

---

1) Auch die Substanzen mit mehr als einem asymmetrischen Kohlenstoffatom, da hier nach dem von Guye ausgesprochenen Superpositionsprinzip D_m gleich einer Summe analoger Ausdrücke wird.

$$D_m = \frac{f}{(M - 12)^6} \Sigma \pm (\ \ )(\ \ )(\ \ )(\ \ )(\ \ )(\ \ ).$$

In den sechs angedeuteten Klammern stehen dann jeweils die sechs Massendifferenzen der verschiedenen Gruppen, die an das betreffende asymmetrische Kohlenstoffatom gebunden sind, die Summe erstreckt sich über alle asymmetrischen Kohlenstoffatome. Mit Hilfe dieses Superpositionsprinzips lassen sich sämtliche optischen Isomeren gleicher Formel richtig vorhersehen.

2) Nicht nur, daß der Dispersionsverlauf für verschiedene Verbindungen außerordentlich verschieden sein kann, variiert auch die Temperaturabhängigkeit nicht nur der Größe, sondern auch dem Vorzeichen nach. Vergl. z. B. die auf S. 862 zitierte Arbeit von Chr. Winther.

hat aber seine großen Schwierigkeiten, die ihn zunächst völlig ungangbar erscheinen lassen.

Es läßt sich zwar, obgleich die einzelne Gleichung jedesmal vier Unbekannte enthält, leicht eine hinreichende Anzahl von Bedingungsgleichungen erhalten, da schon die Hinzuziehung von einer 5. Gruppe den Aufbau von 5 optisch aktiven Substanzen [1234, 1235, 1245, 1345, 2345] ermöglicht, so daß also ausreichend Bestimmungsgleichungen vorliegen. Zieht man weitere Gruppen heran, so wächst die Zahl der kombinatorisch möglichen optisch aktiven Substanzen alsbald kolossal an, überschreitet bei weitem die Zahl der wirklich bekannten Verbindungen und hier fände eine wohlbegründete Anwendung des Asymmetrieproduktes ein beliebig ausgedehntes Anwendungsgebiet. Auch die Zahl der untersuchten Verbindungen wächst weit über die Zahl der zu bestimmenden Unbekannten hinaus, so daß sofort Gelegenheit zur Erprobung der ermittelten Werte vorläge, resp. an eine Ermittelung derselben mit Hilfe der Ausgleichsrechnung zu denken wäre.

Leider aber sind die Gleichungssysteme algebraisch nicht auflösbar, da schon die einzelnen Gleichungen Kombinationen 6. Grades der Unbekannten enthalten. Auf die algebraische Schwerfälligkeit des Problems ist es wohl zurückzuführen, daß der Weg, die Gruppenkonstanten ohne jede theoretische Voraussetzung über ihre Bedeutung aus Beobachtungsdaten zu ermitteln, bisher meines Wissens niemals betreten worden ist. Dies algebraische Hindernis besteht nicht nur für die eigentliche Guyesche Form des Ausdrucks für D_m, sondern auch für die einfachere Form ohne Nenner.

Trotzdem macht die eigenartige Form der Funktion, wenigstens im zweiten Falle, das Problem für eine Lösung durch systematisches Probieren keineswegs ungeeignet und wenn auch das bisher vorliegende Zahlenmaterial für eine durchgreifende Durchführung noch keineswegs geeignet erscheint, so läßt sich doch leicht zeigen, daß man durch diese Näherungsmethode eine Annäherung an die Erfahrung erzielt, die unvergleichlich viel besser ist, als es durch die Einführung der Massen nach Guye möglich war.

Auf diese rechnerische Seite des Problems einzugehen, soll einer demnächst an anderer Stelle erfolgenden Veröffentlichung vorbehalten bleiben. Hier will ich nur kurz zeigen, auf welchem Wege in völlig einwandfreier Weise ein Experimentum crucis dafür zu erbringen ist, ob die Anschauungsweise Guyes in der von uns verallgemeinerten Form überhaupt berechtigt ist oder nicht. Die Erfahrung hat gezeigt, daß das optische Drehungsvermögen in hohem Grade sowohl mit der Temperatur als mit der Natur des angewandten Lichtes variiert. Beispiele dafür sind besonders vollständig von Chr. Winther[1]) untersucht worden. Winther hat bei seinen Versuchen Stoffe mit zwei asymmetrischen Kohlenstoffatomen untersucht und zwei Substanzen gefunden, welche für gewisse Farben bei geeigneter Temperatur einen Vorzeichenwechsel des Drehungsvermögens erleiden.

Es dürfte durch systematische Versuche sicherlich gelingen, auch eine Substanz mit nur einem asymmetrischen Kohlenstoffatom zu finden, für die ein gleiches der Fall ist. Bis jetzt ist meines Wissens noch kein solcher Fall wirklich beobachtet[2]). Sobald aber auch nur eine einzige derartige Substanz gefunden sein wird, haben wir in folgender Betrachtung die strenge Prüfungsmöglichkeit der erweiterten Lehre vom Asymmetrieprodukt.

Es wird für ein bestimmtes Wertpaar T und λ $D_m = 0$. Gleichviel, ob wir den Ausdruck mit oder ohne Nenner unseren Betrachtungen zugrunde legen, kann D_m nur Null werden, wenn eine der sechs Differenzen Null wird; d. h. für die betreffende Wellenlänge werden zwei von den vier Konstanten c_1 bis c_4 einander gleich. Welche der sechs dafür gegebenen Möglichkeiten vorliegt, ist nicht direkt zu entscheiden, doch muß, falls die Ausdrücke für D_m den Tatsachen Rechnung tragen, jedenfalls bei gleicher Temperatur und Wellenlänge jede Substanz, welche bei nur einem asymmetrischen Kohlenstoffatom das betreffende Gruppenpaar enthält, das Drehungsvermögen Null besitzen. Nun lassen sich leicht ein paar Substanzen herstellen, welche, zusammengenommen, sämtliche Möglichkeiten umfassen und von denen also wenigstens eine unter den betreffenden Bedingungen nicht drehend sein muß.

Um eine solche Substanzkollektion zu erhalten, brauchen wir nur eine einzige neue Gruppe R_5 mit der Konstanten c_5 hinzuzunehmen und etwa die Substanzen

$$C \begin{cases} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_5 \end{cases} \quad (c_1 - c_2)(c_1 - c_3)(c_2 - c_3)$$

$$C \begin{cases} R_1 \\ R_2 \\ R_5 \\ R_4 \end{cases} \quad (c_1 - c_2)(c_1 - c_4)(c_2 - c_4)$$

---

1) Vgl. z. B. D. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skr. [6] 11, 145, 1902, sowie Zeitschr. f. phys. Chem. **41**, 161, 1902.

2) Es lassen sich aber aus der vorliegenden Literatur schon mit voller Sicherheit geeignete Fälle signalisieren: z. B. muß der von Frankland und Wharton (Journ. of chem. Soc. **75**, 339, 1899) untersuchte

p-Toluylapfelsäurediäthylester

sogar unter bequem zugänglichen Bedingungen den Vorzeichenwechsel des Drehungsvermögens aufweisen, nämlich für Natriumlicht bei etwa 17—18° Celsius, da sein $[\alpha]_D$ für 136° C 7,31° beträgt und bis 20° C fast linear auf den Wert 0,22° abnimmt.

$$C\begin{matrix} R_1 \\ R_5 \\ R_3 \\ R_4 \end{matrix} \quad (c_1-c_3)(c_3-c_4)(c_1-c_4)$$

zu untersuchen.

Jeder D_m-Ausdruck für eine dieser drei Substanzen enthält drei der Differenzen[1]), die im D_m-Ausdruck für die Null-Substanz

$$C\begin{matrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_4 \end{matrix}$$

vorkommen[2]), alle drei zusammen aber enthalten sämtliche sechs möglichen Differenzen. Demnach muß wenigstens eine dieser drei Substanzen ebenfalls bei den betreffenden Werten von T und λ das Drehungsvermögen Null besitzen. Ist das nicht der Fall, sind vielmehr alle drei zweifellos optisch aktiv, so ist die Lehre vom Asymmetrieprodukt ohne jeden Zweifel zu verwerfen. Ehe nicht in dieser Weise der einwandfreie Nachweis erbracht ist, daß der Grundgedanke der Lehre vom Asymmetrieprodukt falsch ist, liegt die Gefahr nahe, daß mit dem Aufgeben derselben ein höchst wertvoller Gesichtspunkt für das Gebiet der spontanen Aktivität verworfen wird.

1) Dieselben sind gleich neben jede der Verbindungen gesetzt. — 2) Vergl. S. 860, 2. Kol.

(Eingegangen 12. Oktober 1908.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

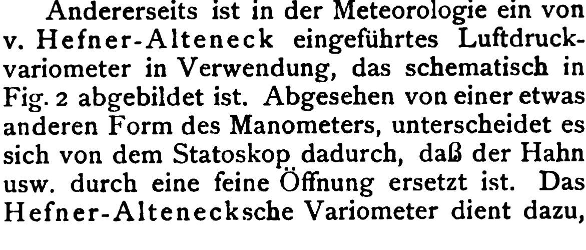
A. Bestelmeyer (Göttingen), Luftdruckvariometer zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit bei Ballonfahrten.

Ich möchte Ihnen hier kurz ein Instrument[1]) zeigen, daß dazu dient, die Vertikalgeschwindigkeit eines Luftballons, also die Geschwindigkeit des Steigens und Fallens, direkt abzulesen. Befindet sich der Ballon mit der umgebenden Luft im Gleichgewicht, so zeigt das Instrument gleichzeitig die Geschwindigkeit auf- und absteigender Luftströme an.

Die Vertikalgeschwindigkeit läßt sich mittels des Barometers, Barographs oder besser des empfindlichen Statoskops und einer Uhr jederzeit bestimmen; es sind dazu aber immer zwei Druckablesungen und eine Zeitmessung erforderlich, während bei diesem Instrument eine einzige Ablesung die Geschwindigkeit, zwei Ablesungen in kurzem Zeitintervall aber bereits die Zu- oder Abnahme der Geschwindigkeit, die Beschleunigung ergeben.

1) Das Instrument (D.R.G.M.) war mir in dankenswerter Weise von der Firma Spindler & Hoyer in Göttingen für die Demonstration zur Verfügung gestellt.

Das Statoskop besteht bekanntlich aus einer durch einen Hahn oder dergleichen geschlossenen Flasche und einem empfindlichen Manometer, das den Druckunterschied zwischen dem Innern der Flasche und der äußeren Atmosphäre anzeigt. Man muß also zunächst den Hahn schließen und nach einer bestimmten Zeit die Einstellung des Manometers ablesen. Diese gibt dann die in der betreffenden Zeit vollzogene Höhenänderung.



Andererseits ist in der Meteorologie ein von v. Hefner-Alteneck eingeführtes Luftdruckvariometer in Verwendung, das schematisch in Fig. 2 abgebildet ist. Abgesehen von einer etwas anderen Form des Manometers, unterscheidet es sich von dem Statoskop dadurch, daß der Hahn usw. durch eine feine Öffnung ersetzt ist. Das Hefner-Altenecksche Variometer dient dazu,

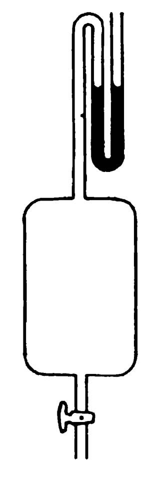


Fig. 1. Statoskop.

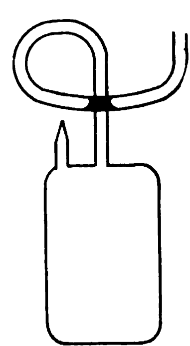
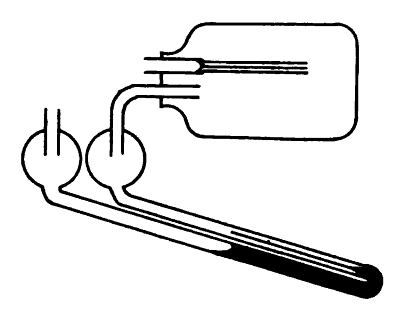


Fig. 2. Luftdruck-Variometer nach v. Hefner-Alteneck.

die schnellen kleinen Luftdruckschwankungen der Atmosphäre mit großer Empfindlichkeit anzuzeigen. Damit nun die stetig verlaufenden langsamen Änderungen des Barometerstandes nicht ein allmähliches Hinausschieben des Petroleumtropfens aus dem Manometer bewirken, ist durch die feine Öffnung die Möglichkeit allmählichen Druckausgleiches gegeben, so daß sich der Druck im Innern der Flasche stets nur wenig von dem mittleren Druck der äußeren Atmosphäre unterscheidet. Die Größe der Öffnung ist dabei innerhalb gewisser Grenzen gleichgültig und ohne nennenswerten Einfluß auf die Angaben des Instruments.

Man kann nun aus dem Hefner-Alteneckschen Instrument durch Anbringung eines geeigneten Manometers und einer wohl definierten Öffnung bestimmter Größe zu einem Instrument gelangen, das eine wesentlich andere Funktion hat, das nämlich nicht den momentanen Wert des Druckes (bezogen auf einen langsam variablen Nullpunkt) anzeigt, sondern nach wenigen Sekunden bereits eine der Geschwindigkeit der Änderung, und zwar der Geschwindigkeit der relativen Luftdruckänderung $\left(\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dt}\right)$, also im Ballon der Vertikalgeschwindigkeit proportionale Einstellung annimmt. Der Vorgang ist dabei der: Sinkt (infolge Steigens des Ballons) der äußere Luftdruck, so strömt durch die Kapillare Luft aus, es sinkt also auch der Luftdruck im Innern der Flasche; infolge des Reibungswiderstandes der Kapillare bleibt aber der Luftdruck im Innern der Flasche etwas hinter dem äußeren zurück. Und dieses Zurückbleiben, das durch das Manometer gemessen wird, ist eben, wie die Theorie ergibt, proportional der Geschwindigkeit der relativen Luftdruckänderung.

Bezüglich der Einstellungsgeschwindigkeit ergibt sich, daß bei konstanter Beschleunigung das Ballonvariometer in dieser Ausführung stets


Fig. 3. Ballon-Variometer.

den Wert anzeigt, der etwa 3 Sekunden früher bestanden hat.

Der Unterschied der drei Instrumente wird vielleicht am deutlichsten an einem Beispiel. Denke ich mir den Ballon erst mit konstanter Geschwindigkeit steigend, dann sich horizontal bewegend und dann wieder mit konstanter Geschwindigkeit fallend, so würde das Statoskop diese Kurve beschreiben (Fig. 4), das Variometer

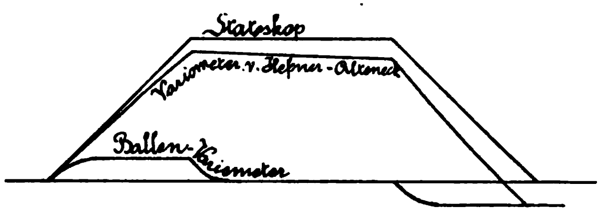


Fig. 4.

diese nahe daran liegende, die im ganzen den gleichen Charakter hat, das Ballonvariometer dagegen würde nach kurzer Zeit eine konstante Einstellung annehmen, dann rasch zum Werte Null fallen und endlich eine konstante negative Einstellung ergeben.

Ein Wort über die Fehlerquellen: Die wesentlichste ist die Temperatur; einerseits vermindert sie die Dichte der Luft, andererseits erhöht sie den Reibungswiderstand der Kapillare. Da beide Einflüsse entgegengesetzt wirken und die Dewarsche Flasche vorzüglich gegen Wärme isoliert, so sind die durch die Temperatur bedingten Fehler nur sehr selten von der Größe von 10 Proz. Solche Unsicherheit der Messung ist aber praktisch wohl ohne Bedeutung. Wesentlichen Wert habe ich dagegen bei der Konstruktion des Instruments auf die Konstanz des Nullpunkts gelegt. Die beiden Oberflächen der Flüssigkeit in den beiden Schenkeln liegen einander nahe und ungefähr senkrecht übereinander; dadurch ist der Nullpunkt ziemlich unabhängig von Schwankungen des Instruments. Andererseits sind die Abmessungen des Manometers derart gewählt, daß sich die Wärmeausdehnung des Petroleums und die Änderung des Kapillaritätskoeffizienten bei Temperaturänderungen des Manometers gegenseitig kompensieren.

Man könnte natürlich das Flüssigkeitsmanometer durch ein empfindliches Membranmanometer ersetzen, was im Ballon gewisse Vorteile hätte. Indessen müßte man dann wohl in den Ansprüchen an Empfindlichkeit und Einstellungsgeschwindigkeit erheblich herabgehen, vor allem aber würde der Nullpunkt die durch elastische Nachwirkung, Reibung usw. vom Aneroid her bekannte Unsicherheit der Einstellung erhalten. Ich habe deshalb vorgezogen, das Flüssigkeitsmanometer beizubehalten und durch entsprechende Konstruktion möglichst gegen Auslaufen zu sichern.

Diskussion.

Noack (Gießen): Hat der Vortragende einen Versuch mit dem von Fuchs angegebenen Membran-Manometer mit Flüssigkeitsfüllung gemacht, bei welchem nur eine geringe Trägheit vorhanden ist?

Bestelmeyer: Ich kenne das Manometer nicht.

(Eingegangen 20. Oktober 1908.)

H. Th. Simon (Göttingen), Über neuere Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen.

M. H.! Als ich auf der Hamburger Naturforscherversammlung im Jahre 1901 gemeinsam mit Dr. Reich[1]) über die akustischen Erscheinungen des elektrischen Lichtbogens Bericht erstattete, konnte ich als jüngsten Sproß dieses Gebietes auch den von Duddell[2]) gefundenen selbsttönenden Lichtbogen vorführen. Mit Nachdruck haben wir schon damals und danach des öfteren[3]) die Überzeugung begründet, daß mit diesem schönen Versuche die Einfallpforte gefunden sei in ein verheißungsvolles Neuland, in das Gebiet ungedämpfter Hochfrequenzschwingungen, wo in gleicher Weise für die reine wie für die angewandte Physik wertvolle Ernte zu erwarten sei.

Das Göttinger Institut für angewandte Elektrizität hat sich seitdem um die Urbarmachung des neuen Geländes lebhaft und mit gutem Erfolge bemüht: es wurde die allgemeine Theorie der Erregung ungedämpfter Schwingungen mit Hilfe stationärer Gleichströme herausgearbeitet[4]); es wurde die Dynamik der Lichtbogenvorgänge erforscht und die für die „schwingungserregende Kraft des Lichtbogens" so bestimmende Erscheinung der Lichtbogenhysteresis entdeckt[5]). Aus der für diese Erscheinung entwickelten Theorie wurden alsdann die Wege vorausgesagt und beschritten[6]), auf denen der Duddellsche Versuch auch für die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen ausgebaut werden konnte; ferner wurden mancherlei Erörterungen und Versuche angestellt, auf ganz anderen Wegen das Ziel der ungedämpften Hochfrequenzschwingungen zu erreichen, die inzwischen teilweise zu Erfolgen geführt haben[1]), u. a. m. Dankbar möchte ich hier anerkennen, daß die Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie diese Arbeiten durch zweimalige Bewilligung von je 5000 Mk. unterstützt hat.

1) H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschrift **3**, 278, 1902.
2) W. Duddell, The Electrician, Nr. **8** u. **9**, Dez. 1900.
3) H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschrift **4**; 364, 1903.
4) H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschrift **3**, 278, 1902; **4**, 364, 1903; **4**, 737, 1903; H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung (Gött. Diss. 1907, auch als Buch bei S. Hirzel); H. Th. Simon, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **1**, 16, 1907; H. Barkhausen, ebenda **1**, 243, 1907.
5) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.
6) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **7**, 433, 1906.

Die Technik der elektrischen Schwingungen verhielt sich lange Zeit allen geschilderten Anregungen gegenüber nur zu passiv, bis aus ihren eigenen Reihen heraus die unmittelbar auf das praktische Ziel gerichtete geniale Entdeckerfahrt des dänischen Ingenieurs Poulsen sie überzeugte, daß in der Tat in dem neuen Land etwas zu holen war[1]).

Seitdem ist sie mit aller Macht eingedrungen, und da sie den Boden wissenschaftlich gut bereitet und die Saat schon auf dem Halme fand, konnte sie flott ans Ernten gehen. So ist zurzeit eine besonders lebhafte und interessante Entwicklung in der Praxis der drahtlosen Telegraphie zu bemerken; die neuen Systeme der ungedämpften Schwingungen haben den alten Systemen der gedämpften den Krieg erklärt; die letzteren aber wollen sich nicht ohne Gegenwehr aus dem Felde schlagen lassen und sind lebhaft und mit viel Geschick bemüht, ihre Waffen den Waffen des Gegners anzupassen und ihre Stellung zu behaupten.

Es ist die Absicht meines heutigen Vortrags, eine Übersicht über die aus diesem Feldzuge hervorgegangenen neuen Methoden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen zu geben. Dabei glaube ich, den Wünschen der Versammlung am meisten entgegenzukommen, wenn ich vor allen Dingen die Experimente sprechen lasse, die theoretische Seite aber mehr in populärer Anschaulichkeit nur so weit berühre, als es zur Gewinnung eines zuverlässigen Leitmotivs für das Verständnis der Versuche erforderlich scheint.

Die „schwingungserregende Kraft" des Lichtbogens ist ein sehr kompliziertes Phänomen, welches sich am anschaulichsten durch das Stu-

1) W. Poulsen, ETZ. **27**, 1040, 1906.

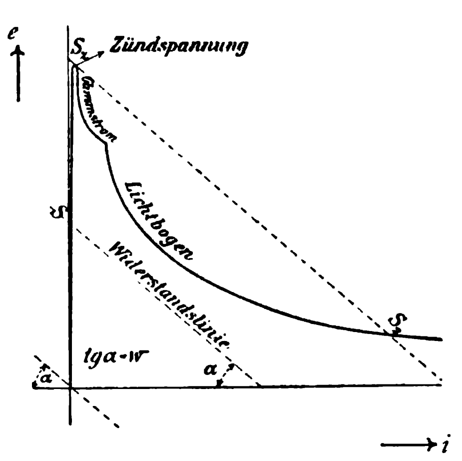


Fig. 1.

dium seiner charakteristischen Kurve begreifen läßt. Für statische Vorgänge hat dieselbe die bekannte, vom Nullpunkt aus steil ansteigende, über das hochliegende Maximum der „Zündspannung" hinwegsteigende, event. durch ein Gebiet des Glimmstromes laufende und dann in die Hyperbel $e = a + \frac{b}{i}$ einlenkende Form (Fig. 1). Bei dynamischen Vorgängen, also beim Durchgang irgendwelcher Wechselströme durch den Lichtbogen, erfährt sie, wie ich nachgewiesen habe[1]), komplizierte Deformationen. Bei der Charakteristik eines Wechselstromlichtbogens (Fig. 2) z. B. wird der Ast wachsender Stromstärke mit viel höheren Spannungswerten durchlaufen, wie der Ast fallender, und zwar wiederholt sich dieses Verhalten bei einem symmetrischen Lichtbogen, entsprechend den beiden Halbperioden, symmetrisch im ersten und dritten Quadranten.

1) Diese Zeitschr. 6, 297, 1905.

Die Erscheinung, daß die Charakteristik eines Wechselstromlichtbogens anders verläuft wie diejenige eines Gleichstromlichtbogens, und daß der Verlauf nicht nur von seinen gegenwärtigen Umständen, sondern auch von seiner Vorgeschichte abhängt, nennen wir Lichtbogenhysteresis. Ihr praktisch ungemein kompliziertes Verhalten läßt sich exakt verstehen durch folgende Theorie: Der Lichtbogen verlangt zu seiner Entstehung das Vorhandensein einer weißglühenden Kathode, von der die zur Ionisation des Lichtbogengases nötigen Elektronen in genügend großer Zahl geliefert werden. Temperatur T und Fläche F dieses weißglühenden negativen Kraters definieren somit in erster Linie die Leitfähigkeit der Lichtbogengase. Um die zur Heizung des negativen Kraters erforderliche Wärme aufzubringen, wird ein bestimmter Anteil der Lichtbogenleistung verwendet. Der Anteil wechselt mit dem Material der Elektroden und bei gleichbleibendem Elektrodenmaterial mit der Art, dem Druck

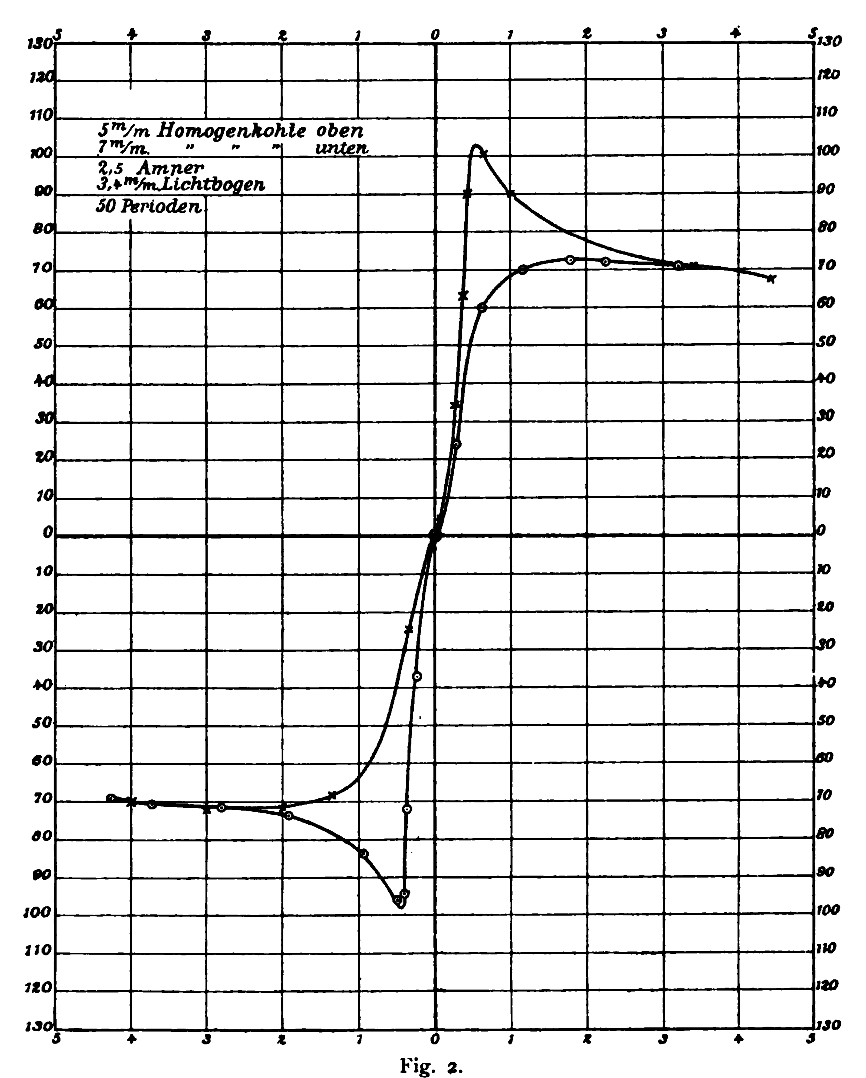


Fig. 2.

und der Temperatur des umgebenden Gases usw. Andererseits wird eine bestimmte, zur Kraterheizung aufgewendete Leistung einen um so größeren Wert des Produktes TF erzeugen, je weniger Verluste von Wärme, sei es durch Konvektion, sei es vor allen Dingen durch Wärmeableitung in den Elektroden und dem umgebenden Gase erfolgen. Daraus folgt, daß alle Umstände die Charakteristik zu höheren Spannungswerten rücken, welche a) die Wärmeverluste, b) den Bruchteil der zur Kraterheizung aufgewendeten Energie vermindern. In letzter Hinsicht äußert sich ein wesentlicher Einfluß der umgebenden Gase, insofern als große Ionenbeweglichkeit den auf die Kathode entfallenden Potentialfall verringert. Mit großer Ionenbeweglichkeit muß außerdem große Molisierungsgeschwindigkeit Hand in Hand gehen; die vorhandenen Ionen haben dann ein lebhaftes Bestreben, wieder zu neutralen Molekülen zusammenzutreten. Alsdann können die von dem negativen Krater austretenden Elektronen unter sonst gleichen Umständen keine so große Leitfähigkeit aufrecht erhalten. Kurz, man sieht, daß c) alle Einflüsse, welche die Ionenbeweglichkeit vergrößern, die Charakteristik in die Höhe drücken. Vor allen Dingen wird durch diesen Einfluß die Zündspitze stark erhöht. So rückt z. B. die Charakteristik eines Lichtbogens beträchtlich in die Höhe, wenn man ihn in Wasserstoff einbettet.

Für die dynamischen Vorgänge folgt jetzt: Genau so, wie es eine gewisse Zeit dauern wird, bis eine bestimmte Heizleistung am negativen Krater den stationären Temperaturzustand zustande bringt, ebenso wird der einmal erreichte Zustand nachwirken, wenn die Heizleistung abnimmt. Und zwar wird diese Nachwirkung sich um so lebhafter geltend machen, je geringer die Wärmeableitung ist. Aber auch hier spielt die Ionenbeweglichkeit und die von ihr bestimmte Molisierungsgeschwindigkeit herein: je größer sie ist, desto schneller verliert das Lichtbogengas seine Leitfähigkeit. Kurz: die Lichtbogenhysteresis wird durch alle Einflüsse verringert, die a) die Wärmeableitung, b) die Molisierungsgeschwindigkeit vergrößern. Daß ein mechanisches oder magnetisches Anblasen des Lichtbogens so wirken muß, wie eine Vergrößerung der Molisierungsgeschwindigkeit, ist fernerhin leicht einzusehen.

Wie sieht nun die dynamische Charakteristik unter verschiedenen Versuchsbedingungen aus? Bleiben wir beim Wechselstromlichtbogen, so erkennt man zunächst: je größer die maximale Stromstärke, die erreicht wird, desto niedriger ist die Zündspannung (vgl. das Strom- und Spannungsoszillogramm Fig. 3), desto tiefer liegt überhaupt die Kurve, auf der der Bogen ver-

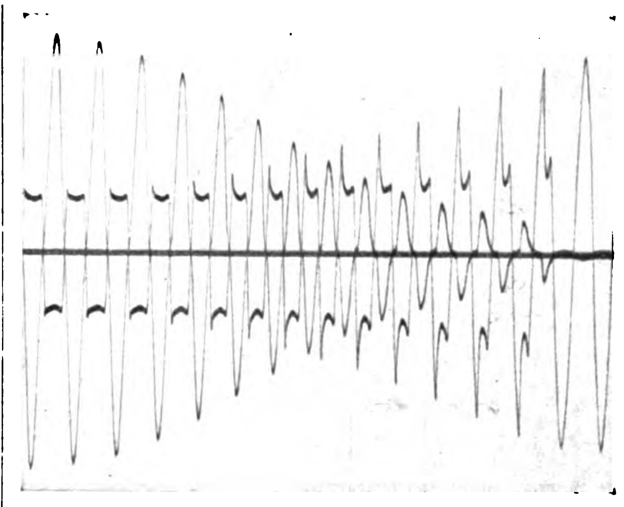


Fig. 3.

löscht (Fig. 4 zeigt die aus Fig. 3 konstruierten Charakteristiken für verschiedene Werte der maximalen Stromstärke). Denn um so stärker wird der Krater geheizt. Ferner: je größer die Wärmeableitung und die Molisierungsgeschwindigkeit sind, desto schneller kühlt sich der Krater ab, und desto rascher paßt sich die Leitfähigkeit des Gases dem augenblicklichen Stromzustande an. Desto höhere Zündspannung findet alsdann auch der umkehrende Strom vor. Wenn die Lichtbogenleistung abnimmt und schließlich die Spannung umkehrt, wächst die für die Neuzündung maßgebende Charakteristik höher und höher (Fig. 5, Zündspannungskurve). Die Klem-

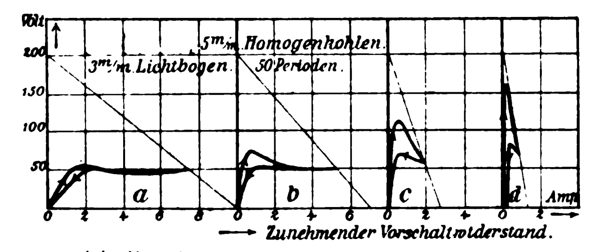


Fig. 4.

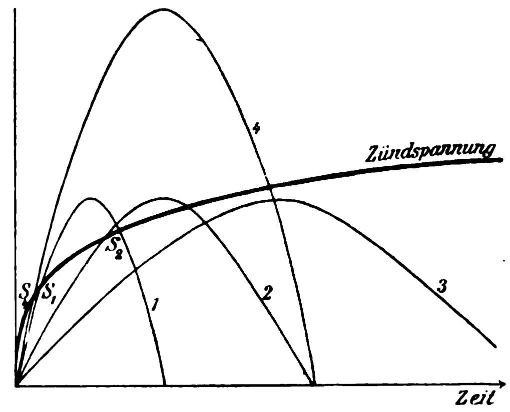


Fig. 5.

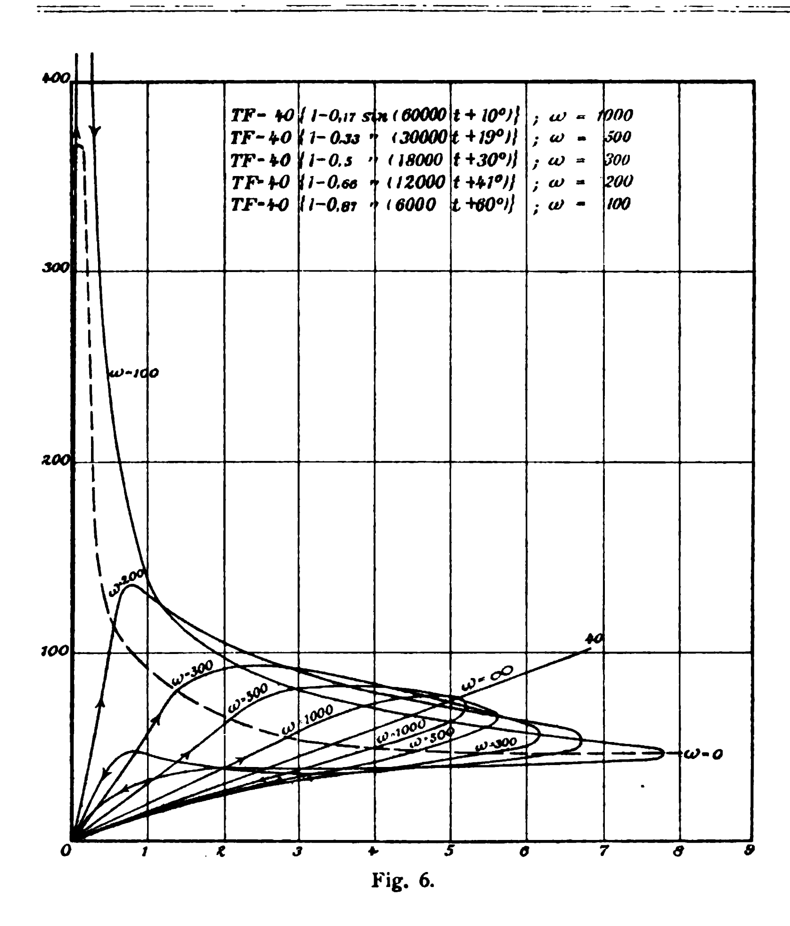


Fig. 6.

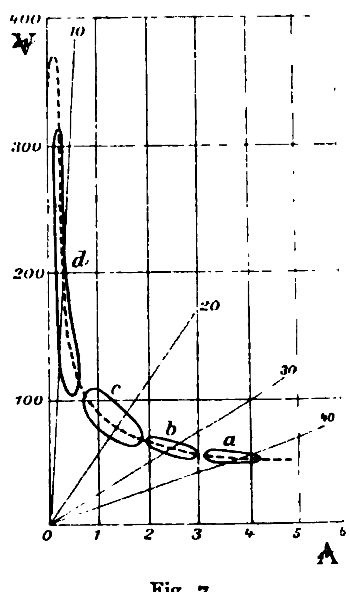


Fig. 7.

menspannung aber wächst nach der Umkehr auch wieder und läuft gewissermaßen hinter der wachsenden Zündspannung her (Fig. 5, Kurven 1—4). Sobald die wachsende Klemmenspannung die Zündspannung einholt (Fig. 5, Schnittpunkte S_1 S_2 S_4), setzt der neue Lichtbogen ein. Geschieht das nicht (Fig. 5, Kurve 3), so kommt kein neuer Lichtbogen zustande. In Fig. 5 ist auch der Einfluß der Frequenz dargestellt. Je höher sie wird (Kurven 3, 2, 1), desto schneller wird die wachsende Zündspannung eingeholt; desto kleiner ist aber auch die Spannung, mit der der Wechselstromlichtbogen noch brennt (vgl. Schnittpunkte S_1 und S_2).

Bei sehr hoher Frequenz hat der negative Krater und der Lichtbogen gar keine Zeit mehr, den Wechseln zu folgen, sondern sie behalten einen gewissen mittleren Zustand konstant bei. Mit zunehmender Frequenz ändert sich darum völlig die Form der Charakteristik (Fig. 6). Während sie sich bei niedrigen Frequenzen noch dem typischen Verlauf der statischen Kurve anpaßt ($\omega = 100$), nähert sie sich bei hohen Frequenzen ($\omega = 1000$) mehr und mehr einer vom Nullpunkt aus ansteigenden geraden Linie ($\omega = \infty$), d. h. bei hohen Frequenzen verhält sich der Lichtbogen wie ein Leiter mit konstantem Widerstand. Bei niedrigen Frequenzen ist sein Widerstand eine höchst komplizierte Funktion der Zeit, die man aus der Charakteristik entnehmen kann.

An einem über einen Gleichstromlichtbogen übergelagerten Wechselstrom äußert sich die Hysteresis in entsprechender Weise (Fig. 7 u. 8): die Charakteristik durchläuft um den Gleichstrompunkt gelagerte ellipsenförmige Kurven, die, entsprechend dem Verlauf der statischen Charakteristik, um so steiler liegen, je kleiner die Gleichstromstärke ist, über die man den Wechselstrom überlagert (Fig. 7), deren Neigung aber um so mehr von einer fallenden in eine steigende Tendenz übergeht, je höher die Frequenz des übergelagerten Wechselstromes ist (Fig. 8, Kurven 1, 2, 3).

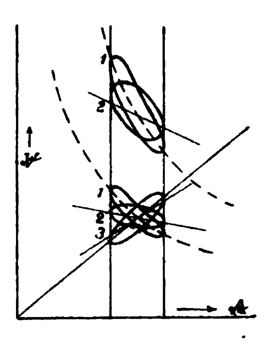


Fig. 8.

Man kann, wie ich gezeigt habe [1]), alle diese Dinge durch eine einfache Differentialgleichung beschreiben, die die oben gegebene Anschauung mathematisch präzisiert, doch soll hierauf heute nicht näher eingegangen werden. Erwähnt sei nur, daß in neuester Zeit einer meiner Schüler, Herr Roschansky, die alte Frage des sogenannten Funkenwiderstandes bei oszillatorischen Entladungen auf Grund dieser Theorie behandelt hat [2]). Ein Vergleich mit seinen sehr eleganten Messungen dieser Größe zeigt, daß die Theorie auch diese Erscheinung in allen ihren Komplikationen vortrefflich beschreibt.

Das Gesagte soll zunächst an der klassischen Methode der Schwingungserregung erläutert werden, wie sie mit den Namen Feddersen, Thomson, Hertz verknüpft ist. Daran anschließend sollen dann einige auf dem Boden dieser Methode gewonnene Neuerungen geschildert werden. Das Schema der Versuchsanordnung zeigt die Fig. 9. Die Kapazität C

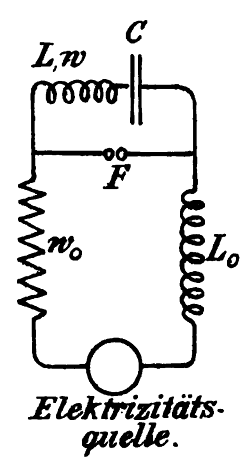


Fig. 9.

lädt sich durch den Widerstand w_0 langsam auf und damit wächst die Spannung an der Funkenstrecke F. In dem charakteristischen Diagramm (Fig. 1) kommt das dadurch zum Ausdruck, daß die sogenannte Widerstandslinie, die mit einer Neigung $\mathrm{tg}\,\alpha = w$ gegen die Horizontale gezogen ist, sich selbst parallel in die Höhe rückt, so daß sie stets den Betrag der an der Kapazität vorhandenen Spannung auf der Ordinatenachse abschneidet. Der Schnittpunkt S dieser Widerstandslinie mit der Charakteristik definiert das Gleichgewicht in dem Schwingungskreise. Sobald diese Widerstandslinie auf dem Gipfel der Charakteristik dieselbe nur noch tangiert (S_z), wird das Gleichgewicht unstabil und springt in das durch den Schnittpunkt S_2 definierte Lichtbogengleichgewicht über. Die Entladung erfolgt und der Widerstand der Funkenstrecke springt auf einen kleinen Betrag herunter. Wegen der im Schwingungskreise vorhandenen Selbstinduktion L erfolgt die Entladung der Kapazität über das Ziel hinaus, die Spannung am Lichtbogen kehrt ihre Richtung um und will einen Strom im entgegengesetzten Sinne durch den Lichtbogen treiben. Ob sie dazu imstande ist, d. h. ob Rückzündung stattfindet, hängt von den Bedingungen ab, über die weiter unten an der Hand der vorhin gegebenen Überlegungen gesprochen werden muß. Praktisch sind diese Bedingungen mit Vorliebe solche, daß die Rückzündung erfolgt, d. h. daß die oszillatorische Entladung mit einem Wechselstromlichtbogen abklingt.

Wie hat man diese alte Methode zu verbessern gesucht? Bei den klassischen Versuchen hat man als Elektrizitätsquelle für das Aufladen der Kapazität ein Induktorium oder eine Influenzmaschine benutzt. Demgegenüber haben Dr. Reich und ich auf der Kasseler Naturforscherversammlung 1903 empfohlen [1]), Hochspannungsmaschinen von genügender Leistung zu verwenden, weil man dadurch die Anzahl der Entladungen so weit zu steigern hoffen konnte, daß durch regelmäßiges Aneinanderreihen einer Schwingung an die andere praktisch ungedämpfte Schwingungen entständen (Fig. 10a). Nach dieser Methode ist es mir

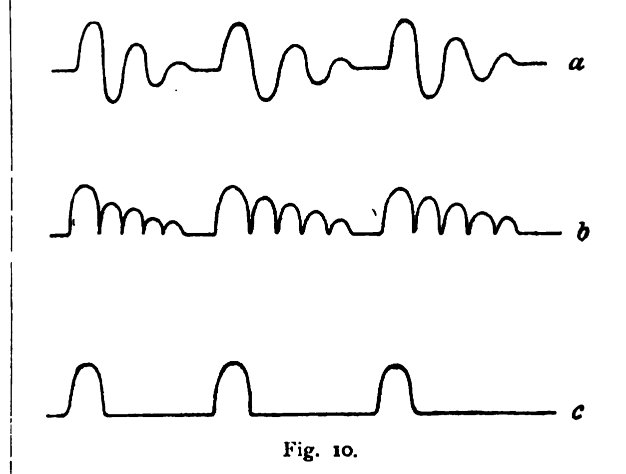


Fig. 10.

neuerdings gelungen, mit 5000 Volt Gleichspannung bis zu 72000 Entladungen in der Sekunde zu erreichen, so daß in der Tat ein Schwingungskomplex unmittelbar an den andern rückt. Mit Hilfe von elektrischen Ventilen wird es gelingen, diese Schwingungen gleichzurichten und dann Resonanzsysteme von einer der Funkenfolge entsprechenden Schwingungszahl zu kontinuierlichen Wellen zu erregen (Fig. 10b). Man muß auf diese Art sehr hohe Schwingungsenergien erzielen können.

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.
2) D. Roschansky, diese Zeitschr. **9**, 635, 1908.

1) H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschrift **4**, 737, 1903.

Auch ohne diese Überführung der gedämpften in ungedämpfte Schwingungen bedeutet, wie wir damals betont haben, die von uns empfohlene Steigerung der Funkenfolge eine große Verbesserung, wenn man Energiedetektoren verwendet. Das hat man jetzt endlich auch in der Praxis eingesehen und beginnt dort, von den bisher verwendeten gewaltigen Einzelentladungen zu einer großen Folge relativ schwacher Entladungen überzugehen. Der Erfolg ist große Steigerung der Reichweite und der Telegraphiergeschwindigkeit.

Wohl im Verfolg dieser Tendenz fand Herr von Lepel, daß man schon mit einer Gleichspannung von 400 Volt eine gute Wirkung erzielen kann, wenn man Funkenstrecken von Bruchteilen eines Millimeters verwendet. Diesen Versuch können wir vorführen.

Versuch: Schaltungsschema Fig. 9. Als Elektrizitätsquelle dient die städtische Spannung von ca. 500 Volt. w_0 ist ein Vorschaltwiderstand von einigen hundert Ohm. L_0 ist groß, z. B. die Sekundärspule eines Transformators. Die Funkenstrecke F besteht aus zwei talergroßen dicken Kupferscheiben; der Scheibenabstand ist sehr genau auf etwa 0,1 bis 0,2 mm zu halten, was am einfachsten durch Zwischenpressen einer durchlochten Glimmerscheibe der gewünschten Dicke geschieht. Die Funkenfolge wird bei gegebenem Funkenabstand an w_0 reguliert. Man kann mit den Schwingungen des Schwingungskreises die üblichen Resonanzversuche machen, naturgemäß ohne die mächtigen Wirkungen, wie sie mit höherer Funkenspannung erreichbar sind.

Im Anfang wurde dieser Versuch als eine neue Methode zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen bezeichnet. In Wirklichkeit ist dabei mit niedriger Spannung eben das erreicht, was wir mit hoher Spannung in Kassel nachdrücklich empfohlen haben. Indessen spielte in den Versuch unbewußt schon die sehr interessante Erscheinung hinein, die Herr M. Wien an ganz kleinen Funkenstrecken fand[1]). Wenn man ein Funkensystem auf ein zweites mit ihm gekoppeltes synchrones Schwingungssystem wirken läßt, so bekommt man bekanntlich an dem gekoppelten System im allgemeinen zwei Hauptschwingungen, von denen die eine höher, die andere tiefer ist, als die Eigenschwingung der Teilsysteme war. Die durch den Funken erregte Schwingungsenergie des Primärsystems wandert dabei in das erregte System, um danach wieder in das Primärsystem zurückzukehren und so fort. M. Wien fand indes, daß diese Rückkehr bei Verwendung sehr kleiner Funkenlängen, sowie bei geeigneter Koppelungsstärke und Primärdämpfung nicht auftritt, daß vielmehr unter diesen Umständen das Sekundärsystem unbeeinflußt von dem Primärsystem mit seiner Eigenschwingung ausschwingt, und daß das gekoppelte System alsdann nur diese Wellen mit schwacher Dämpfung liefert.

Die Erklärung ergibt sich aus dem dynamischen Verhalten der Funkenstrecke. Durch das Überwandern der Energie in das Sekundärsystem nimmt die dem Funken zugeführte Leistung ab und die Zündcharakteristiken wachsen mehr und mehr in die Höhe (vgl. Fig. 4), bis schließlich der Funkenlichtbogen verlöschen muß. Damit wird das Primärsystem aus dem Vorgange ausgeschaltet, die Koppelung wird gewissermaßen gelöst und die in das Sekundärsystem übergetretene Energie kann nicht mehr in das Primärsystem zurücktreten. Auf diese Art ist es möglich, die sonst so schädliche und überwiegende Funkendämpfung des Primärsystems auszuschalten und im Sekundärsysteme schwachgedämpfte Schwingungen zur Ausstrahlung zu bringen. Man nennt diese Methode, die jetzt namentlich von der Telefunkengesellschaft weiter ausgebaut wird, die Methode der Stoßerregung. Es ist klar, daß man das Phänomen um so leichter wird erhalten können, je mehr man den Einfluß der Lichtbogenhysteresis verringert. Die Mittel dazu werden weiter unten zu diskutieren sein.

Die Energievermehrung durch Vergrößerung der Funkenfolge und die Dämpfungsverminderung durch Stoßerregung kombiniert die Telefunkengesellschaft neuerdings in wirksamer Weise mit einem naheliegenden und öfters ausgesprochenen akustischen Prinzip bei ihrem System der tönenden Funken. Sie erregt die kleinen und zahlreichen Funken durch Wechselstrom von etwa 500 Perioden und erhält dadurch ein periodisches An- und Abschwellen der übertragenen Energie. In einem auf Energie reagierenden Hörempfänger hört man daher einen entsprechenden klar definierten Ton, den man natürlich viel leichter auffaßt und aus Nebengeräuschen herauskennt, als das undefinierte Geräusch beim gewöhnlichen Hörempfang. Die Methode hat sich bei den Vorführungen auf einige 100 km recht gut bewährt. Sie wird demnächst auf größere Entfernungen ausprobiert werden.

Von den gedämpften Schwingungen gelangt man zu den ungedämpften, indem man der umkehrenden Lichtbogenspannung das Rückzünden unmöglich macht. Alsdann erfolgt die Entladung des Kapazitätskreises in einem einzigen raschen Abströmen durch den Lichtbogen, es kommt nur die erste halbe Schwingung zustande (Fig. 10c).

Die Verhältnisse sind in ihren Einzelheiten sehr schön an den von H. Barkhausen[1]) durchgeführten quantitativen Kurvenkonstruktionen zu übersehen, die allerdings mit einer idealisierten Charakteristik operieren (Fig. 11).

Die nach dem Abströmen der Kapazitätsladung wieder anwachsende Kapazitätsspannung

1) M. Wien, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 1, 469, 1908.

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Inaug.-Diss. Gött. (auch bei S. Hirzel in Leipzig) 1907, S. 74. Ferner Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 1, 246 ff., 1907.

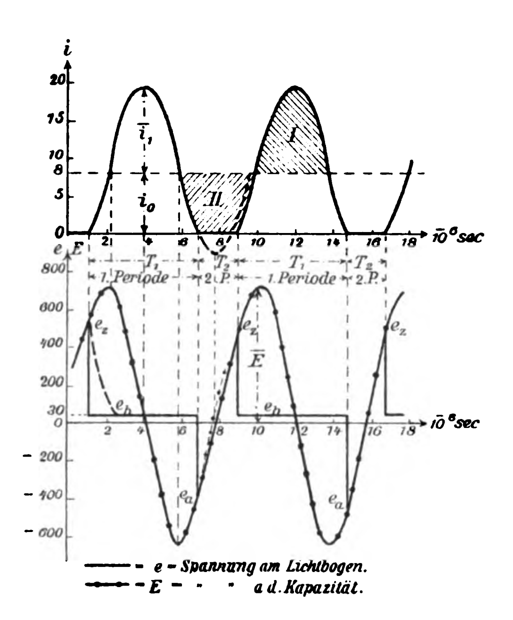


Fig. 11.

findet am Lichtbogen eine wachsende Zündspannung, die sie einholen muß, ehe die nächste Entladung einsetzen kann. Das bedingt, daß sich immer wieder ein Energievorrat in der Kapazität aufspeichern muß, der dann bei der Zündung in die Schwingung hineingeht. Je größer der Primärstrom gemacht wird, desto schneller wächst die Ladespannung und desto leichter holt die wachsende Ladespannung die wachsende Zündspannung ein. Desto höher wird daher die Frequenz, aber auch desto kleiner die Energiezufuhr zu den Schwingungen, wie das die von Herrn Ament aufgenommenen Oszillogramme sehr überzeugend zeigen (Fig. 12).

Das Wesen der schwingungserregenden Kraft des Lichtbogens stellt sich so dar in dem Zündgipfel seiner Charakteristik, der, beim Anwachsen der Lichtbogenleistung, von der Klemmenspannung immer erst überstiegen werden muß. Dadurch wirkt der Lichtbogen wie die Ventilsteuerung an der Dampfmaschine und steuert die Energie im Takte der Schwingungen bald in den Kapazitätskreis hinein, bald aus ihm heraus. Die Lichtbogenhysteresis aber ist der Feind, der den Zündgipfel abzutragen sucht, und so der schwingungserregenden Kraft entgegenarbeitet. Sie zu vermindern heißt die schwingungserregende Kraft steigern, und heißt damit die erreichbare Frequenz der Schwingungen steigern. Denn mit zunehmender Frequenz verschwinden, wie wir (Fig. 8) sahen, die Zündgipfel an der Charak-

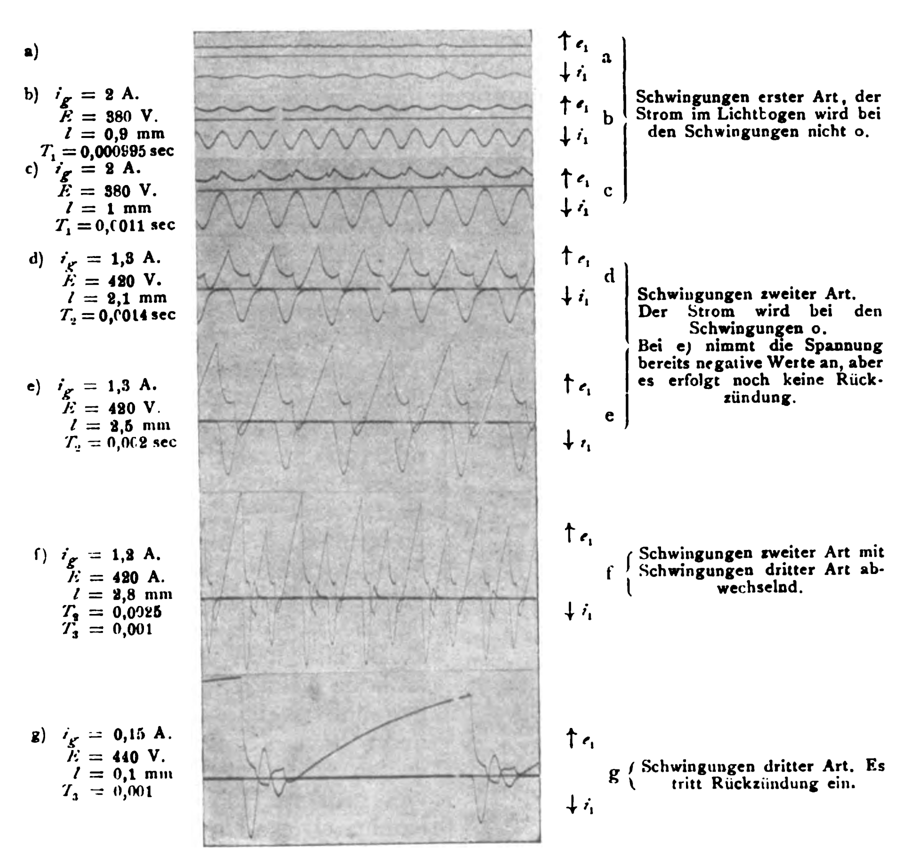


Fig. 12.

teristik um so schneller, je größer die Hysteresis des Bogens ist.

Nunmehr kann man systematisch die verschiedenen Wege begehen, durch die man diesen Feind bekämpft und hochfrequente Schwingungen wirklich erzielt hat. — Herrn Dr. Reich und mir schienen vor allen Dingen Lichtbögen zwischen Metallelektroden verheißungsvoll, weil die große Wärmeableitung derselben kleine Lichtbogenhysteresis verbürgt. Aber erst in neuerer Zeit bin ich mit Herrn K. W. Wagner endgültig zum Ziele gekommen, als uns der von H. Boas konstruierte[1]) schöne rotierende Spiegel uns gestattete, zu entscheiden, welche Art von Schwingungen wir wirklich unter den Händen hatten. Nach den gegebenen theoretischen Überlegungen muß der Einfluß der Hysteresis dadurch zurückgedrängt und eine Rückzündung verhindert werden, daß man die Stromamplitude der Schwingungen klein hält und die Dämpfung groß macht, d. h. man muß die Schwingungen mit möglichst kleiner Kapazität und möglichst großer Selbstinduktion erzeugen. Wie man theoretisch ableiten kann, ist die Größe $\varrho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ dafür maßgebend, ob man Rückzündung erhält oder nicht, und es zeigt sich, daß man ungedämpfte Schwingungen nur erhält, wenn man ϱ zwischen zwei bestimmte Grenzen ϱ_1 und ϱ_2 hält, die sich mit zunehmender Frequenz nach unten verschieben. Bleibt man unterhalb ϱ_1, so erhält man nur gedämpfte Entladungen, geht man über ϱ_2 hinaus, so wird der Lichtbogen inaktiv, man erhält keine Schwingungen mehr. Alles das steht im besten Einklang mit den entwickelten theoretischen Vorstellungen. Im übrigen ist eine bestimmte kleine Stromstärke von der Größenordnung 0,5 A. erforderlich, auch eignen sich nicht alle Elektroden, sondern am besten Aluminium und Kupfer. Ob dabei, wie es scheint, eine sich bildende Oxydschicht eine wichtige Rolle spielt, muß noch näher untersucht werden. Wir können so mit 5000 Volt Gleichspannung ungedämpfte Schwingungen bis zu wenigen Meter Wellenlänge erzielen. Schon mit der hier zur Verfügung stehenden Spannung von 500 Volt kann ich Ihnen diese Art der Erregung vorführen, deren Analyse im rotierenden Spiegel Ihnen die große Regelmäßigkeit des Phänomens zeigt.

Versuche: Versuchsschema Fig. 13. L war eine regulierbare Selbstinduktionsspule auf Glas; C_2 eine regulierbare Paraffinölkapazität von 0,5 cm Plattenabstand (beide Apparate in tadelloser Ausführung von der Firma C. Lorenz, Berlin, geliefert); C_1 war eine zur Sicherheit gegen Kurzschluß vorgeschaltete Glasplattenkapazität von ca. 0,03 MF. Die Funkenstrecke F bestand aus zwei zylindrischen, mit Wasser gefüllten Messingblechgefäßen, um die Blechringe aus verschiedenem Metall gelegt werden konnten. Die Gefäße sitzen mit Zapfen

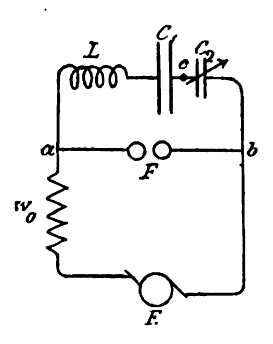


Fig. 13.

in den Backen eines Regulierschlittens, so daß die Elektroden gedreht und auch schnell ausgewechselt werden können. Bei Kupferelektroden hat für Schwingungen von der Größenordnung 1000 m ϱ_1 den Wert 100 Ohm, ϱ_2 den Wert 1400 Ohm. Im rotierenden Spiegel zeigt sich ein grüner Lichtstreif, der von schwarzen Querstrichen regelmäßig durchsetzt ist.

Der Übergang von den gedämpften Entladungen zu den ungedämpften Schwingungen bei Variation von ϱ läßt sich gut verfolgen.

Versuch: Bei $\varrho < \varrho_1$ sieht man im rotierenden Spiegel zunächst ein grünes Band, welches von schwarzen Querstrichen unregelmäßig durchsetzt ist; wird ϱ weiter kleiner und kleiner, so erscheint eine regelmäßige Folge von Lichtstreifen abnehmender Helligkeit, die durch regelmäßige dunkle Querstreifen die abklingende Schwingung erkennen lassen.

Selbst Schwingungen höchster Frequenz erhält man so. Ein kleines mit einem Pol an den Lichtbogenpol a angeschlossenes Hitzdrahtinstrument zeigt einen dauernden Ausschlag.

Versuch: Bei ab wird der Schwingungskreis abgeschaltet und statt dessen bei a, an der Seite, wo der Widerstand w_0 liegt, ein kleines Hitzdrahtwattmeter von 0,1 Watt maximal einpolig angeschlossen. Das Instrument zeigt bei geeigneter Einregulierung des Systems dauernd einen Ausschlag von mehr als 0,1 Watt.

Mit der niedrigen Spannung gelingt der letztere Versuch nur bei sehr kleiner Lichtbogenlänge und sehr sorgfältiger Einregulierung der Bedingungen. Da hier die direkte Analyse im rotierenden Spiegel versagt, haben wir uns durch andere Mittel überzeugt, daß es in der Tat ungedämpfte Schwingungen sind, die fließen.

Ein anderer Weg ist von Dr. Reich und mir 1903 gezeigt. Er ist durch die Benutzung eines unsymmetrischen Lichtbogens charakterisiert, wie er z. B. zwischen Kohle- und Kupferelektroden beobachtet wird. Man muß die Funkenstrecke so gestalten, daß die Bedingungen für die Zündung der Entladung günstig liegen, für die Rückzündung aber ungünstig. Z. B. läßt man die Zündung an einer Kohlekathode erfolgen, der man eine Kupferanode gegenüberstellt. Für die Rückzündung muß dann das Kupfer Kathode werden, wozu wegen der großen Wärmeableitung eine sehr viel größere Heizenergie notwendig ist als für Kohle. Diese Unsymmetrie hat auch Poulsen in seine Anordnung übernommen. Sie in Kombination mit dem von mir zuerst angegebenen

1) H. Dießelhorst, Berichte der Deutsch. Physik. Gesellsch. 6, 306, 1908.

Prinzip[1]), durch Hintereinanderschaltung mehrerer Lichtbögen die schwingungserregende Kraft zu steigern, ist die Grundlage der Lampe, die auf meinen Rat hin von der Telefunkengesellschaft ausgearbeitet ist. Man erkennt den Einfluß des Hintereinanderschaltens der Lichtbögen am besten wieder an der Charakteristik. Die Gesamtcharakteristik einer Anzahl hintereinandergeschalteter Lichtbögen wird durch die Summierung der Einzelcharakteristiken erhalten, und man sieht, daß hier um so höhere Zündspannung herauskommt, je mehr Lichtbögen man hintereinander schaltet. Physikalisch anschaulich ist die Wirkung vielleicht in der Weise zu machen, daß bei einem sehr kurzen Lichtbogen die von den Elektroden aus auf das Gas ausgeübte Kühl- und Entionisierungswirkung größer ist, als bei einem längeren Lichtbogen, und daß daher mehrere hintereinandergeschaltete Lichtbögen weniger Hysteresis zeigen müssen, als ein gleichlanger Einzellichtbogen. Daß diese Lampe Schwingungen bis zu ca. 300 m Wellenlänge mit großer Konstanz liefert, kann ich Ihnen hier zeigen. Der Bereich von ϱ, für den sie gut arbeitet, scheint enger zu sein, wie bei dem Metallichtbogen und bei der Poulsenlampe. Verkleinert man die Kapazität, so versagen die Schwingungen plötzlich. Vergrößert man die Kapazität, so tritt zunächst eine zwischen der gedämpften und ungedämpften Form stehende zerhackte Schwingung auf, bis schließlich wieder die regelmäßigen Züge gedämpfter Entladungen vorhanden sind.

Versuch: Versuchsschema Fig. 13. Bei F ist jetzt eine Telefunkenlampe von sechs hintereinandergeschalteten ganz kurzen Kohle-Kupferlichtbögen verwendet. Stromstärke ca. 6 Ampere. Das Auftreten der Schwingungen äußert sich durch ein charakteristisches zischendes Geräusch der Lampe. Berührt man den Punkt c mit einem Pol einer kleinen Glühlampe, deren anderen Pol man in der Hand hält, so leuchtet die Glühlampe hell auf. Verkleinert man C_2, so wird zunächst die Lampe heller, um bei einem bestimmten Wert zu erlöschen. Vergrößert man C_2, so werden bald die vorher unmerkbaren Schwingungen für das Gefühl sehr lästig, ein Beweis für das allmähliche Auftreten von gedämpften Funkenentladungen.

Die Energie, die die Lampe liefert, ist allerdings vorläufig nicht so groß, wie die der Poulsenlampe.

Diese verwendet als Grundprinzip die Einbettung des Lichtbogens in Wasserstoffgas oder Wasserstoff enthaltende andere Gase. Ferner hat sie Kupferanode und Kohlekathode, von denen die Kohle langsam rotiert. Und schließlich brennt der Lichtbogen in einem starken Magnetfelde. Der Sinn aller dieser Anordnungen ist nach den oben gegebenen Ausführungen klar. Sie dienen alle dazu, die Lichtbogenhysteresis zu vermindern und die schwingungserregende Kraft zu steigern. Wir wollen mit dieser Lampe eine Anzahl von Versuchen vorführen, von denen einige schon von Poulsen und seinen Mitarbeitern angestellt sind, andere von uns ausgearbeitet wurden.

1) Diese Zeitschrift 7, 433, 1906.

Versuche: Versuchsschema Fig. 14. Bei F ein von der Firma C. Lorenz freundlichst zur Verfügung gestellter Poulsengenerator. Stromstärke ca. 20 Amp. Die Schwingungen sind um so regelmäßiger, je größer L und je kleiner C_2. Die

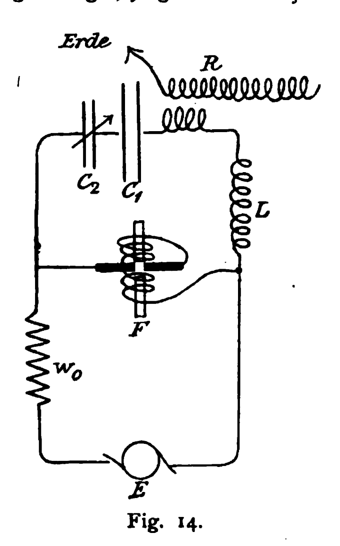


Fig. 14.

Resonanzspule R besteht aus etwa 600 Windungen eines 0,5 mm dicken Drahtes auf einer 20 cm dicken und 50 cm langen Papptrommel. Wellenlänge der Eigenschwingung ca. 3000 m. Sie ist durch 5 Windungen des LC_2-Kreises lose mit diesem gekoppelt.

a) Eine Spitze am Ende der Resonanzspule zeigt bei Regulierung von C_2 auf Resonanz gewaltige verästelte Büschel. Die genaue Abstimmung läßt sich wegen der „Kapazitätsempfindlichkeit" von Spulen auch durch Annäherung oder Entfernung der Hand von der Resonanzspule erreichen. Ein Flugrad auf der Spitze gerät in schnelle Rotation und zeichnet wundervolle sprühende Rotationsflächen im Raume. Die Büschelentladung aus einer brennenden Bunsenflamme hat eine besonders eigentümliche Form. Nimmt man einen Leiter in die Hand, so kann man aus dem Ende der Resonanzspule Lichtbögen von 20—30 cm Länge ziehen, ohne etwas zu empfinden. Aus isolierten Metallmassen in der Nähe lassen sich in derselben Weise große Lichtbögen ziehen. Zwei Menschen in der Nähe können ebenso zwischen sich einen Lichtbogen übergehen lassen. Verbindet man das Ende der Resonanzspule mit einem seitlich aus einer Flasche fließenden Wasserstrahl, so entsteht ein Lichtbüschel an der Stelle, wo der Strahl zerstäubt. Diese Stelle rückt um so näher an die Ausflußdüse heran, je mehr auf Resonanz eingestellt wird; dabei hebt sich der Strahl. Man kann aus dem Strahl wie aus dem metallischen Spulenende lange Lichtbögen ziehen.

b) Evakuierte Röhren, z. B. auch Glühlampen, die man am Glase anfaßt, zeigen noch in großer Entfernung Glimmlicht. Versieht man eine Glühlampe an den Polen mit Handgriffen, die von zwei Menschen in der Nähe des Endes der Resonanzspule gefaßt werden, so leuchtet die Lampe hell auf. Ergreift man den einen Handgriff und berührt mit dem anderen eine isolierte Metallmasse in der Nähe der Resonanzspule, so leuchtet die Lampe. Kommt man mit einem nassen Holzstabe, nassem Papier oder nassem Bindfaden in die Nähe des Spulenendes, so verdampft zunächst das Wasser, bis an den Stellen des größten Leitungswiderstandes Blitzfiguren entstehen, die das Material entzünden.

c) Schaltet man in den Schwingungskreis direkt 10 bis 15 parallele Glühlampen ein, so geraten sie in helle Glut, man kann so bis 1½ Kilowatt (bei ganz großen Lampen bis 4 Kilowatt) Schwingungsenergie entziehen. Ebenso läßt sich eine Kohlenbogenlampe im Schwingungskreise durch die Schwingungsenergie in helles Brennen bringen

und bis zu 0,5 cm Bogenlänge ausziehen. Auch Quecksilberbogenlampen lassen sich im Schwingungskreise oder in dem Resonanzkreise zum Brennen bringen, doch widersteht das Glas nur sehr kurze Zeit den schnellen Wechseln. Die Regelmäßigkeit der Schwingungen zeigt sich schön an einer Geißlerschen Röhre, die man schnell im Felde bewegt, event. läßt man sie mit Hilfe eines Elektromotors in einem Drahtkreise rotieren, der mit der Resonanzspule verbunden ist. Noch besser analysiert man die Schwingungen mit Hilfe eines Glimmlichtoszillographen, den man in dem Boasschen rotierenden Spiegel betrachtet.

Damit bin ich mit meinem Bericht zu Ende. Ich hoffe, daß es uns gelungen ist, sowohl dem Physiker wie dem Praktiker unter Ihnen einen Eindruck von den Schätzen zu geben, die schon jetzt in dem soeben erst kolonisierten Gebiete gehoben sind.

(Eingegangen 24. Oktober 1908.)

H. Rubens (Berlin), Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen.

In einer Reihe früherer Abhandlungen haben Herr E. Hagen und ich gezeigt, daß das Emissionsvermögen J der Metalle im Gebiete langer Wellen durch die Formel dargestellt wird:

$$J = 100 - R = \frac{K}{\sqrt{\varkappa\lambda}}. \qquad (1)$$

Hierin bedeutet J das Emissionsvermögen des Metalls, wenn dasjenige des schwarzen Körpers für die gleiche Wellenlänge gleich 100 gesetzt wird; R das Reflexionsvermögen in Prozenten; $\varkappa$ das Leitvermögen und λ die Wellenlänge in μ. Die Konstante K ist keine empirische Größe, sondern ergibt sich aus der Maxwellschen Theorie zu

$$K = 2\sqrt{\frac{10^{13}}{c}} = 36{,}5, \qquad (2)$$

wenn man für die Lichtgeschwindigkeit c ihren Wert $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec einsetzt.

Die Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur haben wir bereits früher für ein bestimmtes Metall, nämlich Platin, geprüft und befriedigende Übereinstimmung mit den nach Formel (1) berechneten Werten erhalten. Die Versuche haben wir neuerdings fortgesetzt und nach verschiedenen Richtungen erheblich erweitert, indem wir an mehreren Stellen des Spektrums und für eine größere Zahl von Metallen und Legierungen den Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens ermittelten und mit den Werten verglichen, welche sich hierfür aus der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit unter Berücksichtigung der Formel (1) ergeben.

Solche Messungen erscheinen uns aus zwei Gründen wichtig. Erstens nämlich läßt sich die Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur viel leichter und genauer messen als der Absolutwert des Emissionsvermögens für eine bestimmte Temperatur. Es läßt sich also auch an der Hand jener Messungen eine exaktere Prüfung der Formel (1) vornehmen. Zweitens muß die Untersuchung der Änderung des Temperaturkoeffizienten mit der Wellenlänge zu interessanten Ergebnissen führen; denn im sichtbaren Spektrum ist dieser Temperaturkoeffizient verschwindend klein, wie aus optischen Versuchen hinreichend bekannt ist; im Gebiete langer Wellen dagegen sind nach der elektromagnetischen Lichttheorie für reine Metalle sehr hohe, für Legierungen dagegen im allgemeinen sehr geringe Temperaturkoeffizienten zu erwarten.

Die Versuche, über welche heute berichtet werden soll, beziehen sich auf zwei Gebiete des ultraroten Spektrums, welche den Reststrahlen von Flußspat (4 Reflexionen, mittlere Wellenlänge $\lambda = 26\,\mu$) und den Reststrahlen von Quarz (3 Reflexionen, mittlere Wellenlänge $\lambda = 8{,}85\,\mu$) entsprechen. Mit der Fortsetzung der Versuche im kurzwelligen ultraroten Spektrum sind wir zurzeit noch beschäftigt.

Die Ermittelung des Emissionsvermögens geschah wie bei unseren früheren Versuchen durch Vergleichung der Strahlung des untersuchten Metallspiegels mit derjenigen eines „schwarzen Körpers" von gleicher Temperatur. Unsere Versuchsanordnung weicht von der früher verwendeten nur insofern ab, als die strahlenden Metalle nicht durch ein Flüssigkeitsbad, sondern in einem besonders eingerichteten elektrischen Ofen erhitzt wurden. Durch geeignete Stickstoffspülung konnte die Oxydation der blanken strahlenden Oberflächen bis zu ziemlich beträchtlichen Temperaturen (300 bis 500°) verhindert werden. Die Temperaturmessung geschah mit Hilfe von Thermoelementen aus Silber und Konstantan. Von der Strahlung der Seitenwände des Ofens konnten wir uns durch Verwendung eines Rohres mit doppelter Wasserspülung freimachen, welches in dem elektrischen Ofen bis dicht an die strahlende Metallfläche heranreichte.

Unsere Messungen ergaben für die drei untersuchten Metalle (*Ag*, *Ni*, *Pt*) und die vier untersuchten Legierungen (Messing, Konstantan, Platinsilber, Nickelstahl) sowohl für $\lambda = 26\,\mu$ als auch für $\lambda = 8{,}85\,\mu$ Werte des Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens, welche sehr nahe mit den aus Formel (1) berechneten Werten übereinstimmen; nur bei Platin ist die beobachtete Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur merklich größer, als man dies nach dem elektrischen Verhalten dieses Metalles erwarten sollte. Es stimmt dies mit unserem früheren Befunde vollkommen überein.

Bei dem Nickel tritt die bekannte Anomalie, welche die Widerstandskurve dieses Metalls in der Nähe des magnetischen Umwandlungspunktes zeigt, auch in den Emissionskurven deutlich hervor.

Daß in dem betrachteten Spektralgebiet die „optischen“ Temperaturkoeffizienten der Metalle noch nahezu vollkommen den „elektrischen“ entsprechen, beweist, daß die erwarteten Übergänge in dem kurzwelligen Teile des ultraroten Spektrums zwischen $\lambda = 0,7$ und $\lambda = 8,85\,\mu$ zu suchen sind. Wir hoffen hierüber bald Näheres berichten zu können.

(Eingegangen 22. Oktober 1908.)

Rudolf Ladenburg und Stanislaw Loria (Breslau), Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. (Mit Tafel VIII.)

Vor kurzem konnte der eine von uns[1]) selektive Absorption in einem mit Wasserstoff gefüllten kapillaren Geißlerrohr quantitativ messen, indem als Lichtquelle ein zweites Geißlerrohr benutzt wurde, welches in Serie mit dem ersten in den Sekundärkreis eines Induktoriums mit paralleler Leidener Flasche geschaltet war. Bei weiteren Röhren und bei niedrigem Wasserstoffdruck war es zur Erzielung genügend kräftiger Erregungen notwendig, ein enges, mit Wasserstoff von beinah einer Atmosphäre Druck gefülltes Kapillarrohr in Serie vorzuschalten. Benutzte man zugleich das von diesem Rohr in Längsdurchsicht ausgehende Licht, das ein kontinuierliches Spektrum mit nur flachen Maximis in der Nähe der Wasserstofflinien liefert, als Lichtquelle und ließ es das weitere Rohr durchsetzen, so sah man bei genügender Dispersion im kontinuierlichen Spektrum dunkle Absorptionslinien an Stelle der bekannten roten und blaugrünen Wasserstofflinie.

In Analogie zu den Erscheinungen in einer Natriumflamme muß man nun erwarten, daß in unmittelbarer Nähe dieser Absorptionslinien die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs von der des nichtleuchtenden abweicht und einen anormalen Verlauf nimmt.[2]) Um diese Konsequenz zu prüfen, haben wir uns eines Jaminschen Interferentialrefraktors bedient (s. Fig. 1). K ist jenes enge, stark leuchtende Kapillarrohr, B eine Blende, die sich im Brennpunkt der Linse L_1 befindet. Das nahezu parallel gemachte Licht wird nun an der ersten Platte P_1 in zwei Teile zerlegt, von denen der eine ein wenige Millimeter weites (mit der Pumpe verblasenes)

1) Rudolf Ladenburg, Verh. d. D. ph. G. **10**, 550, 1908.

2) Eine derartige Erscheinung hat bereits J. Lilienfeld (Ber. d. D. phys. Ges. **8**, 637, 1906) gesucht, ohne jedoch ein positives Resultat zu erhalten; unsrer Ansicht nach lag dies einerseits an der nicht genügend empfindlichen optischen Versuchsanordnung und andererseits an ungeeigneten elektrischen Erregungsbedingungen.

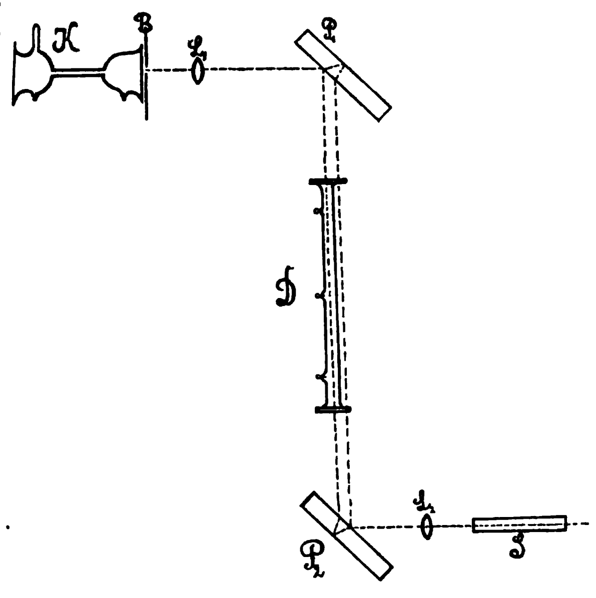


Fig. 1.

Geißlerrohr D von etwa 23 cm Länge durchsetzt, der andere nur die beiden dicken planparallelen Glasplatten, die diesem Rohr als Verschluß dienen. Die wiedervereinigten beiden Strahlen werden mittelst der Linse L_2 auf den vertikalen Spalt eines Spektralapparats konzentriert. Bei geeigneter Stellung („Nullstellung“) der Platten $P_1 P_2$ sieht man das kontinuierliche Spektrum von horizontalen Interferenzstreifen durchzogen, die bei nicht erregtem Rohre D vollständig kontinuierlich verlaufen, und nach dem violetten Ende des Spektrums hin konvergieren[1]). Diese Interferenzstreifen zeigen direkt den Verlauf des Brechungsexponenten mit der Wellenlänge und sind deshalb ein sehr empfindliches Reagens auf geringe diskontinuierliche Änderungen desselben. Erregt man nun bei einem Wasserstoffdruck von 3—4 mm das Rohr D, das wieder in Serie zu K mit paralleler Leidener Flasche geschaltet ist, so sieht man in der Tat zu beiden Seiten der roten Wasserstofflinie eine plötzliche Verzerrung der Interferenzstreifen, wie sie in Fig. 2[2]) dargestellt ist. Die Maxima sind zu beiden Seiten der Wasserstofflinie nach entgegengesetzten Richtungen abgebogen, und zwar auf der violetten Seite (rechts) „nach oben“, auf der roten Seite umgekehrt. Man kann sich leicht davon überzeugen, daß die Richtung der Ablenkung rechts eine Abnahme, links eine Zunahme des Brechungsexponenten bedeutet. Dies ist der bekannte Verlauf der Dispersion in der Nähe eines Absorptionsstreifens. Der eigentlich „anormale“ Teil der Dispersionskurve innerhalb der Absorptionslinie ist nicht sichtbar. Auch erscheint die

1) Vgl. L. Puccianti, Il Nuovo Cim. **2**, 257, 1901.

2) Mit Figur 3 auf Tafel VIII.

letztere nicht als dunkle Linie, da der eine der zur Interferenz kommenden Strahlen das Absorptionsrohr D nicht durchlaufen hat. Dadurch sieht es unter den Versuchsbedingungen der Fig. 2 so aus, als ob der abgebogene Interferenzstreifen in den nach unten folgenden überginge, während in Wahrheit als Fortsetzung des nach unten gebogenen Minimums das durch das Maximum getrennte obere Minimum anzusehen ist. Benutzten wir nämlich als Absorptionsrohr statt des 23 cm langen Rohres D ein solches von 81 cm, so erschienen die Interferenzstreifen viel stärker abgebogen (vgl. Fig. 3), so daß zwei aufeinander folgende Streifen in der Tat nicht mehr zusammenhingen. Jedoch waren jetzt die Streifen wohl infolge der stärkeren Absorption in dem langen Rohr viel weniger scharf als beim kurzen Rohr; auch war die ganze Erscheinung lichtschwächer und undeutlicher und zitterte häufig hin und her, da die Jaminschen Spiegel getrennt voneinander montiert werden mußten; deshalb haben wir quantitative Messungen nur mit kurzem Rohr (in dem in Fig. 2 dargestellten Falle) ausführen können.

Die verschiedenen Theorien der Dispersion führen nun in dem vorliegenden Falle eines isolierten schwachen Absorptionsstreifens unter einigen Vernachlässigungen, die wir weiter unten noch besprechen werden, auf dieselben Gleichungen, wie sie z. B. Voigt in seinem Buche über Magneto- und Elektrooptik, S. 114 ableitet. Wir wollen uns im folgenden seiner Bezeichnungsweise anschließen. Die betreffenden Gleichungen, die den Brechungs- und Extinktions-Index als Funktion der Schwingungszahl darstellen, lauten:

$$\left.\begin{aligned} n - n_0 &= -M \frac{\Delta}{\Delta^2 + 1} \quad &\text{a)} \\ n\varkappa &= \frac{M}{\Delta^2 + 1} \quad &\text{b)} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

wobei

$$M = \frac{\varrho}{2 n_0 \nu_0 \nu'}, \quad \nu' = \frac{h}{m}, \quad \Delta = \frac{2\mu}{\nu'}.$$

$$\varrho = 4\pi e^2/m\, \mathfrak{N}$$

$$\mu = \nu - \nu_0$$

ist und die Buchstaben folgende Bedeutung haben:

n ist der Brechungs-Index für die Frequenz ν;

n_0 der als merklich konstant angenommene Brechungs-Index, der in dem betrachteten Bereiche um die Frequenz ν_0 der einen Elektronenart herrschen würde, wenn diese nicht vorhanden wäre;

e die Ladung, m die Masse eines Elektrons;

$\mathfrak{N}$ die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit,

h die Dämpfungskraft, die durch die Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + h \frac{dx}{dt} + kx = eX \qquad (2)$$

gegeben ist;

$\varkappa$ schließlich ist der Extinktionskoeffizient [1]), der durch das Absorptionsgesetz

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 \cdot e^{-\frac{4\pi n \varkappa}{\lambda_0}} \qquad (3)$$

($\mathfrak{J}_0$ eindringende, $\mathfrak{J}$ durchgelassene Lichtintensität, $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\nu_0}$) definiert ist.

Der Verlauf von n in der Umgebung des Absorptionsstreifens ist entsprechend der Gl. (1a) als Funktion der Wellenlänge in Fig. 4 dar-

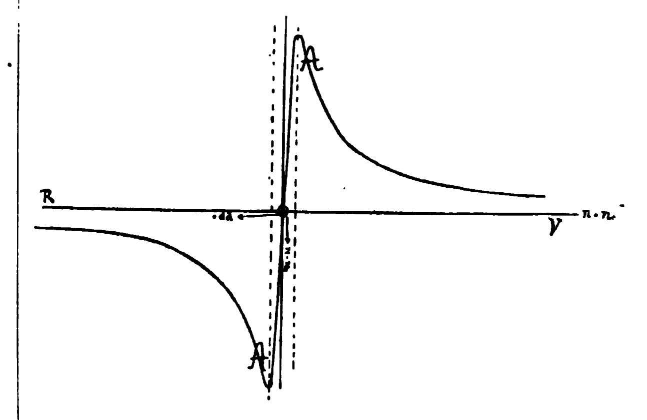


Fig. 4.

gestellt, indem für M ein beliebiger Wert benutzt ist. Wie aus der Gleichung (1a) hervorgeht, sollte dieser Verlauf, abgesehen von den Dimensionen der Koordinaten, in der Nähe jeder Absorptionslinie derselbe sein; die von uns beobachteten, abgelenkten Interferenzstreifen stellen nun direkt den Verlauf von n als Funktion der Wellenlänge dar und liefern dadurch einen bequemen Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Leider haben wir nur sehr kleine Photographien dieser anormalen Dispersion an der roten Wasserstofflinie ausführen können — einerseits wegen der Lichtschwäche und der kleinen Dimensionen der Erscheinung, andererseits weil häufige Schwankungen des Bildes keine längere Exposition erlaubten —, so daß wir die Photographien hier nicht direkt reproduzieren können. Jedoch haben wir die quantitativen Verhältnisse mittelst geeigneter Okularmikrometer im Spektrometerfernrohr direkt ausgemessen und dann nach diesen Messungen die folgenden Berechnungen ausgeführt und an der Hand jener kleinen Photographien obige Zeichnung (Fig. 2) angefertigt.

1) Vgl. Kaysers Definitionen in Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. VI, S. 746.

Diese beobachtete „Dispersionskurve" gibt nur den annähernd geradlinigen Verlauf von n kurz vor seinem Maximal- bezw. Minimalwert wieder, da der Verlauf innerhalb des Absorptionsstreifens und die asymptotische Annäherung an n_0 nicht sichtbar sind. Daß aber n außerhalb der plötzlichen Knicke der Interferenzstreifen nicht genau den ursprünglichen Wert n_0 hat, war durch scharfe Einstellung des Okularfadens auf dem Rand eines Maximums deutlich zu erkennen: beim Einschalten des Rohres D (Fig. 1) rückte der in der Fig. 2 links von der Absorptionslinie befindliche Teil ein wenig nach „unten", der rechts befindliche nach „oben".

Fig. 3 stellt einen größeren Teil der Dispersionskurve dar, und der Rand zwischen einem Max. und Min. z. B. verläuft sehr ähnlich der theoretischen Kurve, doch ist diese Figur aus den oben erwähnten Gründen quantitativ nicht zu verwerten.

Was die Ausmessung der Erscheinung bei kurzem Rohr (Fig. 2) betrifft, so sind die Abszissen aus der Dispersion des benutzten Prismas gegeben und die Ordinaten durch die Tatsache, daß eine Verschiebung um eine ganze Streifenbreite einer Änderung des Brechungsexponenten um $\frac{\lambda}{l}$ entspricht, wenn λ die betreffende Wellenlänge, l die Länge des leuchtenden Teiles des Rohres D (in unserem Falle 23,3 cm) bezeichnet[1]).

Wir haben nun erstens die Ablenkung (Ordinate) desjenigen Punktes gemessen, in dem sich der ziemlich scharfe Rand zwischen Maximum und Minimum mit dem der bellen Emissionslinie ($H\alpha$) schneidet, und unter den oben beschriebenen Bedingungen Werte erhalten, die einer Änderung des Brechungsexponenten um 6 bis 9 Einheiten der 7. Dezimale entsprechen[2]). Als Abszisse dieses Punktes ist offenbar die halbe scheinbare „Breite" der Emissionslinie einzusetzen, die freilich bei der hier verwandten Dispersion nicht gemessen werden konnte. Bei größerer Dispersion erhielten wir, indem wir auf die Grenze zwischen „wesentlich hell" „wesentlich dunkel"[3]) einstellten, unter denselben Druck- und Stromverhältnissen Werte, die zwischen 2 und 3 Å. lagen. Zweitens haben wir den Winkel α bestimmt, den der sehr angenähert geradlinig verlaufende Teil des abgelenkten Interferenzstreifens in der Nähe der Emissionslinie mit der Richtung n_0 einschließt. Die Tangente dieses Winkels haben wir bis auf einen Faktor C als identisch betrachtet mit der Tangente an die n-Kurve (Fig. 4) im Inflexionspunkte A bezw. A'. In diesen Punkten erhält man als Wert der geometrischen Tangente durch Differentiation der Gl. (1a) den Ausdruck

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{d(n-n_0)}{d\lambda}\right)_A = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\left(\frac{d(n-n_0)}{d\mu}\right)_A &= \frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\frac{M}{4\nu'} \\ &= C\cdot\mathrm{tg}\,\alpha\end{aligned}\right\}. \tag{4}$$

Der konstante Faktor C, der von den Dimensionen des verwendeten Spektrometers usw. abhängt, mußte experimentell ausgewertet werden. Betrachtet man das Viereck, welches von entsprechenden Rändern der roten Lithium- und Wasserstofflinie einerseits und zweier unabgelenkter Interferenzmaxima andererseits gebildet wird (vgl. Fig. 2), so gilt für den Winkel β der Diagonale dieses Vierecks mit der Richtung der unabgelenkten Interferenzstreifen die Beziehung

$$\mathrm{tg}(\beta) = \frac{1}{C}\cdot\frac{\lambda_0}{l}\cdot\frac{1}{\lambda_{Li}-\lambda_0}. \tag{5}$$

Für α fanden wir $74{,}8^0 \pm 2$,

für β $25{,}8^0 \pm 2$.

Aus diesen Messungen ergibt sich mittelst der Gleichung (1) bez. (4) und (5)

$$\nu' = 1{,}1\cdot 10^{12}$$

(die extremsten erhaltenen Werte betragen 0,7 bez. $1{,}5\cdot 10^{12}$) und

$$M = 1{,}5\cdot 10^{-6}$$

mit entsprechenden Grenzwerten. Der Wert von M ist (vgl. Voigt, l. c.) identisch mit dem Maximalwert der Größe $n\varkappa$ in dem betreffenden Absorptionsstreifen. Bezeichnet man die Größe

$$a = 4\pi\frac{n\varkappa}{\lambda_0}$$

als Absorptionskonstante, so folgt aus obigen Messungen für ihren Maximalwert 0,28. Wir haben den Mittelwert dieser Größe im Gebiete der Emissionslinie analog den oben zitierten Messungen des einen von uns in demselben Rohre D bestimmt und entsprechend einem Absorptionsvermögen von 79 Prozent in einer Wasserstoffschicht von 11,6 cm Länge

$$a = 0{,}13$$

erhalten.

Ein derartiger Wert wurde bei den früheren Messungen bei etwa dem zehnfachen Druck gefunden; die hier erhaltene, soviel stärkere Absorption ist durch das Vorschalten der Kapillaren K (Fig. 1) hervorgerufen.

Von theoretischem Interesse ist ferner der Wert des Ausdrucks $\frac{\varrho}{\nu_0\,\nu'}$, da ihn die Theorie

1) Aus diesem Grunde sind alle Ordinaten der Kurven der Fig. 3 relativ zur Streifenbreite größer als die entsprechenden der Fig. 2; andererseits konnten wir durch Anwendung größerer Dispersion die Abszissen der beobachteten Ablenkungen bei konstanten Ordinaten vergrößern.

2) Der absolute Brechungsexponent des nichtleuchtenden Wasserstoffs beträgt unter den verwendeten Verhältnissen 1,0668.

3) Vgl. L. Geiger, Ann. d. Phys. 23, 790, 1907.

als klein gegen n_0^2, also praktisch als klein gegen l voraussetzt. Aus den obigen Zahlen ergibt sich

$$\frac{\varrho}{\nu_0 \nu'} = 2 M \nu_0 = 3 \cdot 10^{-6},$$

woraus die Zulässigkeit der Vernachlässigung erwiesen ist. Ebenso zeigt sich, daß die in der allgemeinen Drudeschen Theorie gegen die Planck sche gemachte Vernachlässigung[1])

$$\nu^2 - \nu_0^2 \text{ groß gegen } 4/3 \pi \frac{e^2}{m} \mathfrak{N}$$

hier unbedenklich ist, da sie nur verlangt, daß das betrachtete Intervall $\lambda_0 - \lambda$ groß ist gegen $3 \cdot 10^{-14}$ cm, d. h. gegen 3 Milliontel Ångströmeinheiten.

Auch die Anzahl Elektronen pro ccm läßt sich aus den erhaltenen Werten mittelst der Gleichungen (1) schätzen, falls man für e und e/m die bei Kathodenstrahlen gefundenen Werte benutzt; wir finden

$$\mathfrak{N} = 4 \cdot 10^{12},$$

während die Anzahl Moleküle Wasserstoff, die bei den betreffenden Versuchsbedingungen und Zimmertemperatur in der Volumeneinheit vorhanden sind, sich nach der kinetischen Theorie

$$\text{zu } 2 \cdot 10^{17}$$

berechnen, d. h. auf rund 50000 Moleküle entfällt ein „Dispersionselektron". Aus den magnetorotatorischen Versuchen von Hallo[2]) und Geiger[3]) an *Na*-Dampf wird dasselbe Verhältnis auf etwa 200 : 1 geschätzt.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich alle auf die rote Wasserstofflinie bei einem Druck von 4 mm *Hg*. Dieser erwies sich unter den benutzten Verhältnissen am günstigsten: höherer Druck vergrößert zwar die Absorption, würde also auch die Dispersion deutlicher hervortreten lassen; allein die Röhre D wurde dann nicht mehr vollständig mit Licht gefüllt und die in ihr stattfindende Absorption ließ die Interferenzen der Lichtquelle unscharf erscheinen. Bei niedrigeren Drucken zog sich die Erscheinung auf ein immer engeres Gebiet zusammen, so daß quantitative Messungen nicht mehr ausgeführt werden konnten.

An der blaugrünen Wasserstofflinie konnten wir bei der angängigen Belastung des Induktoriums keine anomale Dispersion mit Sicherheit nachweisen. Daß die anomale Dispersion hier weit geringer als an der roten Wasserstofflinie ist, wurde durch Absorptionsmessungen bestätigt, die für den Mittelwert der Absorptionskonstante im Gebiete der Emissionslinie

1) Vgl. L. Nathanson, Bull. de l'Ac. des sciences de Crac., Apr. 1907, p. 327.
2) J. J. Hallo, Diss. Amst. 1902; Arch. Néerl. (2) **10**, 148, 1905.
3) l. c.

nur $^1/_6$ von dem bei *Ha* gefundenen Werte lieferte[1]).

Jedenfalls ist aber durch die beschriebenen Versuche die Tatsache der anormalen Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs nachgewiesen: zur theoretischen Darstellung seiner Dispersion muß man also neben der einen Gattung von „Dispersionselektronen" des nicht leuchtenden Wasserstoffs im Ultraviolett neue „Dispersionselektronen" einführen, als deren Frequenz man die von *Ha* und daneben vielleicht die der andern Linien der sogenannten ersten Nebenserie des Wasserstoffs anzusehen hat, da dieselben nach den bisherigen Erfahrungen sich in jeder Beziehung ähnlich zu verhalten scheinen.

Schließlich möchten wir auch an dieser Stelle dem Direktor des Physikalischen Instituts zu Breslau, Herrn Professor O. Lummer, unseren aufrichtigen Dank sagen für die liebenswürdige Überlassung aller zur Ausführung der beschriebenen Versuche notwendigen Apparate.

1) Die Juliussche Sonnentheorie, die ja in einer großen Zahl spektroskopischer Erscheinungen auf der Sonne die Wirkung anormaler Dispersion, speziell von leuchtendem Wasserstoff, sieht, setzt voraus, daß die anormale Dispersion an der roten Wasserstofflinie von annähernd derselben Größe ist wie an der blaugrünen.

Breslau, Physik. Inst. d. Univ., Oktober 1908.

(Eingegangen 20. Oktober 1908.)

G. F. C. Searle (Cambridge), Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung.

§ 1. Einleitung.

Wenn sich die Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel plötzlich von $\mathbf{w}_1$ auf $\mathbf{w}_2$ ändert, so schreitet eine sphärische elektromagnetische Welle, die mit der Kugel konzentrisch ist, mit Lichtgeschwindigkeit nach außen hin fort. Die Dicke dieser Welle ist $2a$, gleich dem Durchmesser der Kugel. (Die fettgedruckten Zeichen $\mathbf{w}_1$ und $\mathbf{w}_2$ bedeuten hierbei Vektorgrößen.) Die Energie in der Welle strebt einem konstanten Werte zu. Die elektrische Kraft E und die magnetische Kraft H, die von der plötzlichen Änderung der Winkelgeschwindigkeit herrühren, suchen nämlich der Entfernung vom Mittelpunkte der Kugel umgekehrt proportional zu werden. Den Grenzwert der Energie in dieser Welle kann man auf Grund des Energie- und des Trägheitsprinzips leicht aus der magnetischen Energie ableiten, welche die Kugel besitzt, wenn sie stetig rotiert.

Die ausgestrahlte Energie ließe sich aus den Werten für die elektrischen und die magnetischen Kräfte in der Welle berechnen; diese

Methode erfordert aber eine viel umständlichere Rechnung als die dynamische Methode.

§ 2. Energie der Kugel bei gleichförmiger Rotation.

Der Halbmesser der Kugel sei a, und die Ladung auf ihrer Oberfläche Q. Dann ist die elektrische Kraft in einem Punkte außerhalb im Abstande r vom Kugelmittelpunkte gegeben durch

$$E=\frac{Q}{\varkappa r^2}. \tag{1}$$

Ist U_0 die elektrische Energie der Kugel im Ruhezustand, so ist

$$U_0=\frac{Q^2}{2\varkappa a}. \tag{2}$$

Wenn die Kugel gleichförmig mit der Winkelgeschwindigkeit w rotiert, so bleibt die elektrische Kraft ungeändert, aber es tritt eine magnetische Kraft H hinzu. Diese magnetische Kraft läßt sich aus einem Potential ableiten, denn die elektrische Kraft in jedem einzelnen Punkte ist unabhängig von der Zeit. Da das magnetische Feld rings um die Drehungsachse symmetrisch ist, so läßt sich das magnetische Potential Ω_i in Punkten innerhalb der Kugel durch eine Reihe von Legrendeschen Kugelfunktionen ausdrücken, deren Anfangspunkt der Kugelmittelpunkt ist, und das Potential Ω_e für Punkte außerhalb läßt sich durch eine zweite Reihe von Legrendeschen Kugelfunktionen ausdrücken.

Die magnetische Kraft genügt zwei Bedingungen. Die erste Bedingung ist die, daß die radiale Komponente der magnetischen Kraft an der Oberfläche der Kugel, wo $r=a$ ist, kontinuierlich ist. Es muß also

$$-\left(\frac{d\Omega_e}{dr}\right)_{r=a}=-\left(\frac{d\Omega_i}{dr}\right)_{r=a}$$

sein. Die zweite Bedingung besteht darin, daß die tangentiale Komponente der magnetischen Kraft an der Kugeloberfläche einen Sprung vom Betrage $4\pi\sigma a w\sin\Theta$ erleidet, wo σ die Oberflächendichte der Ladung und Θ den Winkel zwischen dem Radius und der Drehungsachse bedeutet. Da nun

$$\sigma=\frac{Q}{4\pi a^2}$$

ist, so finden wir:

$$-\left(\frac{d\Omega_e}{rd\Theta}\right)_{r=a}+\left(\frac{d\Omega_i}{rd\Theta}\right)_{r=a}=\frac{Qw\sin\Theta}{a}.$$

Die beiden Bedingungen werden durch die harmonischen Glieder

$$\Omega_i=-\frac{2Qwr\cos\Theta}{3a}$$

und

$$\Omega_e=\frac{Qwa^2\cos\Theta}{3r^2}$$

befriedigt.

In Punkten innerhalb hat H_i^2 den konstanten Wert

$$H_i^2=\left(\frac{d\Omega_i}{dr}\right)^2+\left(\frac{d\Omega_i}{rd\Theta}\right)^2=\frac{4Q^2w^2}{9a^2},$$

in Punkten außerhalb:

$$H_e^2=\frac{Q^2w^2a^4}{9r^6}(4\cos^2\Theta+\sin^2\Theta).$$

Ist T die magnetische Energie des Systems, so ist:

$$T=\frac{\mu}{8\pi}\left\{\frac{4\pi a^3H_i^2}{3}+\int_0^\pi\int_a^\infty H_e^2\cdot 2\pi r^2\sin\Theta\, d\Theta\, dr\right\},$$

wo μ die magnetische Permeabilität ist.

Die Integrationen sind leicht auszuführen und ergeben[1]):

$$T=\frac{\mu Q^2aw^2}{9}. \tag{3}$$

Diese Gleichung können wir in der Form

$$T=\frac{1}{2}\mathfrak{J}w^2 \tag{4}$$

schreiben, wo

$$\mathfrak{J}=\frac{2\mu Q^2a}{9} \tag{5}$$

ist. Die elektrische Energie bleibt ungeändert, also ist:

$$U=U_0=\frac{Q^2}{2\varkappa a}. \tag{6}$$

§ 3. Winkelmoment der in stetiger Bewegung befindlichen Kugel.

Ist $\boldsymbol{m}$ die auf die Volumeneinheit bezogene Bewegungsgröße in irgendeinem Punkte und $\boldsymbol{VEH}$ das Vektorprodukt aus $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{H}$, so ist:

$$\boldsymbol{m}=\left(\frac{\mu\varkappa}{4\pi}\right)\boldsymbol{VEH}. \tag{7}$$

Da E im Innern der Kugel null ist, so brauchen wir nur Punkte außerhalb zu betrachten. In solchen Punkten hat $\boldsymbol{m}$ dieselbe Richtung wie die Bewegung eines Punktes, der sich mit der Kugel dreht. Wir brauchen nur die Komponente von H zu betrachten, die senkrecht auf E steht, und erhalten somit:

$$m=-\frac{\mu\varkappa}{4\pi}E\frac{d\Omega_e}{rd\Theta}=\frac{\mu Q^2wa^2\sin\Theta}{12\pi r^5}.$$

Bezeichnen wir das Drehmoment mit $\boldsymbol{M}$, so haben wir

$$\left.\begin{aligned}\boldsymbol{M}&=\int_0^\pi\int_a^\infty \boldsymbol{m}\, r\sin\Theta\cdot 2\pi r^2\sin\Theta\, d\Theta\, dr\\&=\frac{2\mu Q^2a\boldsymbol{w}}{9}\end{aligned}\right\}. \tag{8}$$

1) Dieser Wert für T stimmt überein mit dem, welchen A. H. Bucherer nach einer anderen Methode gefunden hat. Siehe diese Zeitschr. 6, 225—227, 1905.

Vergleichen wir (8) und (4) miteinander, so sehen wir, daß

$$\boldsymbol{M} = \mathfrak{J}\boldsymbol{w} \tag{9}$$

und somit

$$T = \frac{1}{2} M w \tag{10}$$

ist.

§ 4. Die Natur der Welle.

Wir müssen jetzt die Natur der Welle betrachten, die entsteht, wenn die Winkelgeschwindigkeit der Kugel plötzlich von $\boldsymbol{w}_1$ in $\boldsymbol{w}_2$ übergeht.

Man könnte denken, daß die Welle ganz und gar von den plötzlichen Geschwindigkeitsänderungen der Ladungselemente herrührte. Das ist aber nicht der Fall. Man muß auch die Wirkungen der Beschleunigungen der Ladungselemente sowohl vor als nach der Zeit $t = 0$ berücksichtigen, zu der die sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit eintritt.

Wenn die Kugel gleichförmig rotiert, so müssen die von den Beschleunigungen der Ladungselemente herrührenden Wellen einander genau aufheben. In diesem Falle gibt es nämlich, wie wir im § 2 gesehen haben, keinen Teil der elektrischen oder der magnetischen Kraft, der in entfernten Punkten umgekehrt proportional dem Abstand r vom Kugelmittelpunkt wäre, denn E war proportional r^{-2} und H proportional r^{-3}.

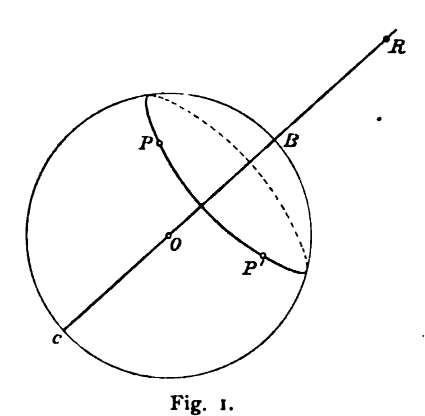


Fig. 1.

Es sei OR (Fig. 1) irgendein vom Kugelmittelpunkt aus gezogener Radius. OR möge die Kugel in B und C schneiden, und B möge zwischen O und R liegen.

Wenn t kleiner als $\frac{RB}{v}$ ist, so sind die Wellen in R, die dann von den Beschleunigungen der Ladungselemente herrühren, abhängig von Lage, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Elemente zu negativen Zeiten zwischen $t - \frac{RC}{v}$ und $t - \frac{RB}{v}$. Während dieses Zeitraums rotierte die Kugel gleichförmig mit der Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{w}_1$, und diese Wellen bringen infolgedessen in R keine Wirkung hervor.

Wenn t gleich $\frac{RP}{v}$ ist, wo P irgendein Punkt auf der Kugel ist, so haben wir in R eine Welle. Diese rührt von der plötzlichen Änderung der Geschwindigkeiten der Ladungselemente her, die zur Zeit $t = 0$ auf dem in einer zu OR senkrechten Ebene durch P gelegten Streifen PP' lagen.

Zur Zeit $t = \frac{RP}{v}$ hängen die von den Beschleunigungen der Ladungselemente herrührenden Wellen in R ab von den Beschleunigungen jener Elemente zu Zeiten, die zwischen der negativen Zeit $\frac{RP - RC}{v}$ und der positiven Zeit $\frac{RP - RB}{v}$ liegen. Dieses Intervall können wir in zwei Teile zerlegen, von denen der erste von $t = \frac{RP - RC}{v}$ bis $t = 0$, der zweite von $t = 0$ bis $t = \frac{RP - RB}{v}$ reicht. Jedes Element, welches während des ersten Intervalles eine Welle aussandte, die R zur Zeit $t = \frac{RP}{v}$ erreichte, befand sich zur Zeit der Emission auf dem Teil CPP' der geometrischen Kugel, auf der sich die Ladungen bewegen, und die Beschleunigung des Elementes entsprach der Winkelgeschwindigkeit w_1. Jedes Element, welches während des zweiten Intervalles eine Welle aussandte, die R zur Zeit $t = \frac{RP}{v}$ erreichte, befand sich zur Zeit der Emission auf dem Teile BPP', und seine Beschleunigung entsprach der Winkelgeschwindigkeit w_2. Nun ist w_2 von w_1 verschieden. Die im ersten Intervall ausgegangenen Wellen heben daher die im zweiten Intervall ausgegangenen nicht auf, und somit werden in R eine elektrische und eine magnetische Kraft vorhanden sein, die von den Beschleunigungen der Elemente herrühren. Da sie von den Beschleunigungen und nicht von gleichförmigen geradlinigen Bewegungen der Ladungselemente herrühren, so wird jede von ihnen für Werte von OR, die gegenüber OB unendlich sind, senkrecht auf OR stehen und dem Abstande OR umgekehrt proportional sein.

Wenn t größer als $\frac{RC}{v}$ ist, so sind die Wellen, welche R in diesem Zeitpunkt erreichen, zu solchen Zeiten ausgegangen, die zwischen den positiven Zeiten $t - \frac{RC}{v}$ und $t - \frac{RB}{v}$ liegen. Sie bringen daher keine Wirkung hervor, denn

während dieses Zeitraumes rotierte die Kugel gleichförmig mit der Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{w}_2$.

Zur Zeit t ist somit der Wellenbereich durch zwei Kugeln mit dem Mittelpunkt O und mit den Halbmessern $vt+a$ und $vt-a$ begrenzt. Nähert sich t dem Unendlichen, so streben die elektrische und die magnetische Kraft in jedem Punkte innerhalb dieses Gebietes, umgekehrt proportional dem Abstande r von O zu werden und senkrecht auf diesem Radius zu stehen.

Die auf die Volumeneinheit bezogene Bewegungsgröße $\boldsymbol{m}$ ist $\frac{\mu\varkappa}{4\pi} V\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}$ und steht daher senkrecht auf $\boldsymbol{E}$ und auf $\boldsymbol{H}$. Im Wellenbereich stehen für sehr große Werte von t sowohl $\boldsymbol{E}$ als auch $\boldsymbol{H}$ auf dem Radius senkrecht, und $\boldsymbol{m}$ hat infolgedessen dieselbe Richtung wie der Radius. Die Bewegungsgröße besitzt daher im Bereiche der Wellen kein Drehmoment um irgendwelche Achse.

§ 5. Energie in der Welle.

Wir können jetzt die Energie W berechnen, welche die bei plötzlicher Änderung der Winkelgeschwindigkeit von $\boldsymbol{w}_1$ in $\boldsymbol{w}_2$ entstehende Welle mitführt.

Es sei $\boldsymbol{G}$ die zu irgendeiner Zeit zur Erzeugung der plötzlichen Änderung der Winkelgeschwindigkeit erforderliche Drehkraft. Sie wird nach einer Zeit $\frac{2a}{v}$ zu wirken aufhören. Da die Bewegungsgröße in der Welle kein Drehmoment um irgendeine Achse hat, so muß die Änderung der drehenden Bewegung von $\mathfrak{J}\boldsymbol{w}_1$ in $\mathfrak{J}\boldsymbol{w}_2$ von der Wirkung der Drehkraft $\boldsymbol{G}$ herrühren. Es ist also:

$$\int_0^{\frac{2a}{v}} \boldsymbol{G}\,dt = \mathfrak{J}(\boldsymbol{w}_2 - \boldsymbol{w}_1). \tag{11}$$

Die ursprüngliche Energie im elektromagnetischen Felde ist $U_1 + \frac{1}{2}\mathfrak{J}w_1^2$, und die schließlich vorhandene Energie ist $U_2 + \frac{1}{2}\mathfrak{J}w_2^2 + W$. Aus (6) folgt:

$$U_2 = U_1.$$

Da die Energiezunahme von der Arbeit herrührt, welche die Drehkraft leistet, so haben wir:

$$\int_0^{\frac{2a}{v}} \boldsymbol{G}\boldsymbol{w}_2\,dt = \frac{1}{2}\mathfrak{J}(w_2^2 - w_1^2) + W, \tag{12}$$

wo $\boldsymbol{G}\boldsymbol{w}_2$ ein Skalarprodukt ist. Multiplizieren wir (11) mit $\boldsymbol{w}_2$, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}\int_0^{\frac{2a}{v}} \boldsymbol{G}\boldsymbol{w}_2\,dt &= \mathfrak{J}(\boldsymbol{w}_2^2 - \boldsymbol{w}_1\boldsymbol{w}_2)\\ &= \mathfrak{J}(w_2^2 - w_1 w_2 \cos\alpha)\end{aligned}\right\}, \tag{13}$$

wo α der Winkel zwischen der alten und der neuen Drehungsachse ist.

Aus (12) und (13) erhalten wir:

$$W = \frac{1}{2}\mathfrak{J}(w_1^2 + w_2^2 - 2 w_1 w_2 \cos\alpha). \tag{14}$$

Die Symmetrie dieses Resultates zeigt, daß bei der Änderung von $\boldsymbol{w}_2$ in $\boldsymbol{w}_1$ dieselbe Energiemenge ausgestrahlt wird wie bei der Änderung von $\boldsymbol{w}_1$ in $\boldsymbol{w}_2$. Das Resultat läßt sich schreiben:

$$W = \frac{1}{2}\mathfrak{J}(\boldsymbol{w}_2 - \boldsymbol{w}_1)^2. \tag{15}$$

Durch Einsetzen des Wertes für $\mathfrak{J}$ erhalten wir:

$$W = \frac{1}{9}\mu Q^2 a(w_1^2 + w_2^2 - 2 w_1 w_2 \cos\alpha). \tag{16}$$

§ 6. Direkte Berechnung der Energie, welche ausgestrahlt wird, wenn eine kleine Winkelgeschwindigkeit plötzlich vernichtet wird.

Wenn die Kugel mit der Winkelgeschwindigkeit w rotiert und plötzlich angehalten wird, so finden wir nach (16) für die ausgestrahlte Energie

$$W = \frac{1}{9}\mu Q^2 a w^2. \tag{17}$$

Wir wollen diesen Ausdruck nun für den Fall bestimmen, daß aw gegenüber v unendlich klein sei. Die Formeln für die elektrische und magnetische Kraft in der Welle können wir für endliche Werte von $\frac{aw}{v}$ mit Hilfe bekannter Prinzipien schreiben, aber diese Formeln sind kompliziert, und ihre weitere Behandlung ist für den vorliegenden Fall ungeeignet. Wir wollen daher nur die Teile von E und H betrachten, die den Faktor w enthalten. Durch diese Einschränkung schließen wir die elektrischen und magnetischen Kräfte aus, die von den Beschleunigungen der Ladungselemente herrühren, denn diese Kräfte enthalten den Faktor w^2. Die elektrischen und magnetischen Kräfte in der Welle rühren dann nur von der plötzlichen Geschwindigkeitsänderung her.

Wenn die Ladung σdS auf dem Oberflächenelement dS plötzlich angehalten wird, während sie sich mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{u}$ bewegt, so ist die elektrische Kraft in der Welle[1])

$$d\boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{u} - \boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{u}\boldsymbol{R}}{\varkappa r(v - \boldsymbol{w}\boldsymbol{R})}\cdot\frac{\sigma dS}{dx}, \tag{18}$$

wo $\boldsymbol{R}$ einen Einheitsvektor längs des Radius r und dx die Breite des Oberflächenelements, parallel zu $\boldsymbol{R}$ gemessen, darstellt.

1) Vgl. Lorentz, Enzyklopädie der Math. Wiss. „Elektronentheorie", S. 188. — Paul Hertz, Untersuchungen über unstetige Bewegungen eines Elektrons (Göttingen), S. 36. — Searle, Phil. Mag., Januar 1907, S. 124.

Die magnetische Kraft wird aus (18) nach der Formel

$$d\boldsymbol{H} = \varkappa v V \boldsymbol{R} d\boldsymbol{E}$$

abgeleitet; mithin ist:

$$d\boldsymbol{H} = \frac{v V \boldsymbol{R u}}{r(v - \boldsymbol{uR})} \cdot \frac{\sigma dS}{dx}.$$

Ist aw gegenüber v zu vernachlässigen, so ist es auch $\boldsymbol{uR}$, somit:

$$d\boldsymbol{H} = \frac{V\boldsymbol{Ru}}{r} \frac{\sigma dS}{dx}. \quad (19)$$

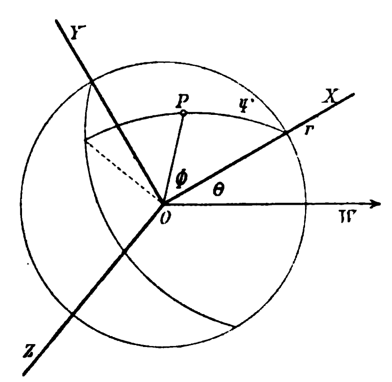


Fig. 2.

Es sei Ow in Fig. 2 die Drehungsachse und OX der vom Mittelpunkt O in Richtung des Punktes gezogene Radius, an dem die elektrische und die magnetische Kraft bestimmt werden sollen. Wir wollen die Achse OY in die Ebene von Ow und OX (Zeichenebene) legen und die Achse OZ senkrecht zu dieser nehmen, so daß die Achsen ein rechtshändiges System bilden. Der Winkel zwischen OX und Ow sei θ.

P sei irgendein Punkt auf der Oberfläche der Kugel. Der Winkel POX sei φ, und die Ebene POX bilde mit der Ebene YOX den Winkel ψ.

Da

$$\boldsymbol{u} = V\boldsymbol{wa}$$

ist, wo $\boldsymbol{a}$ den Radius OP bedeutet, so ist

$$\left.\begin{aligned} V\boldsymbol{Ru} &= V\boldsymbol{R}V\boldsymbol{wa} = \boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{aR} - \boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{Rw} \\ &= \boldsymbol{w}\cdot a\cos\varphi - \boldsymbol{a}\cdot w\cos\theta \end{aligned}\right\}. \quad (20)$$

Die Fläche dS eines Oberflächenelementes, das von den Ebenen x und $x + dx$, sowie ψ und $\psi + d\psi$ begrenzt wird, ist

$$dS = a\,d\psi\,dx.$$

Aus (19) und (20) folgt daher:

$$r d\boldsymbol{H} = \sigma a d\psi V\boldsymbol{Ru} = \sigma a d\psi(\boldsymbol{w}\cdot a\cos\varphi - \boldsymbol{a}\cdot w\cos\theta).$$

Dabei sind, was zulässig ist, die Linien, welche P und O mit dem Punkt in der Welle verbinden, als parallel behandelt.

Wir haben nun die Komponenten:

$$a_x = a\cos\varphi,$$
$$a_y = a\sin\varphi\cos\psi,$$
$$a_z = a\sin\varphi\sin\psi;$$

$$w_x = w\cos\theta,$$
$$w_y = -w\sin\theta,$$
$$w_z = 0.$$

Folglich ist:

$$rdH_x = 0,$$
$$rdH_y = -\sigma a^2 w(\sin\theta\cos\varphi + \cos\theta\sin\varphi\cos\psi)d\psi,$$
$$rdH_z = \sigma a^2 w\cos\theta\sin\varphi\sin\psi d\psi.$$

Durch Integration über ψ von 0 bis 2π erhalten wir, wenn wir die Beziehung

$$4\pi a^2\sigma = Q$$

berücksichtigen:

$$\left.\begin{aligned} rH_x &= 0, \\ rH_y &= -\frac{1}{2}Qw\sin\theta\cos\varphi, \\ rH_z &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

In der Welle ist schließlich die Energie zur Hälfte elektrisch und zur Hälfte magnetisch, und es ist somit:

$$W = \int_0^\pi\int_{-a}^{a} \frac{\mu H^2}{4\pi} 2\pi r^2 \sin\theta d\theta dx.$$

Da

$$\cos\varphi = \frac{x}{a}$$

ist, so ist

$$W = \frac{\mu Q^2 w^2}{8}\int_0^\pi\int_{-a}^{a} \sin^3\theta x^2 d\theta dx = \frac{1}{9}\mu Q^2 a w^2. \quad (22)$$

Dieses Ergebnis steht mit (17) im Einklang.

Wenn die Winkelgeschwindigkeit sich plötzlich von $\boldsymbol{w}_1$ in $\boldsymbol{w}_2$ ändert, wo $\boldsymbol{w}_1$ und $\boldsymbol{w}_2$ beide klein sind, so kann diese Änderung dadurch bewirkt werden, daß die Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{w}_1$ vernichtet und der Kugel dann die Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{w}_2$ erteilt wird. Formel (19) ergibt dann:

$$d\boldsymbol{H} = \frac{V\boldsymbol{R}(\boldsymbol{u}_1 - \boldsymbol{u}_2)}{r} \cdot \frac{\sigma dS}{dx}$$
$$= \frac{V\boldsymbol{R}V(\boldsymbol{w}_1 - \boldsymbol{w}_2)\boldsymbol{a}}{r} \cdot \frac{\sigma dS}{dx}.$$

Wenn wir also $\boldsymbol{w}_1 - \boldsymbol{w}_2$ statt $\boldsymbol{w}$ und somit $w_1^2 + w_2^2 - 2w_1 w_2\cos\alpha$ statt w^2 in (22) setzen, so werden wir, in Übereinstimmung mit (16), erhalten:

$$W = \frac{1}{9}\mu Q^2 a(w_1^2 + w_2^2 - 2w_1 w_2\cos\alpha).$$

§ 7. Die zum Anlassen oder zum Anhalten der Kugel erforderliche Drehkraft.

Wird die Winkelgeschwindigkeit der Kugel plötzlich von null in w geändert, oder umgekehrt, so dauert die Drehkraft, die an der Kugel angreifen muß, um die Winkelgeschwindigkeit w zu erhalten oder die Kugel in Ruhe zu halten, während der Zeit $\frac{2a}{v}$ an, während

der die Welle über die Kugel hinschreitet, und während ihrer Dauer hat sie einen veränderlichen endlichen Wert. Paul Hertz[1]) hat die Kraft berechnet, die zu irgendeiner Zeit erforderlich ist, wenn eine Kugel plötzlich in geradlinige Bewegung versetzt wird, und ich habe die Methode auf die Bestimmung der Kraft ausgedehnt, die nötig ist, um die Kugel aufzuhalten[2]). Dieselben Prinzipien der Energie und der Bewegungsgröße lassen sich auf die rotierende Kugel anwenden.

Der Kugel möge plötzlich zur Zeit $t = 0$ die Winkelgeschwindigkeit w erteilt werden, und G sei die zur Zeit t zur Aufrechterhaltung dieser Winkelgeschwindigkeit erforderliche Drehkraft. Zur Zeit t ist die Energie des elektromagnetischen Feldes um den Betrag der von der Drehkraft geleisteten Arbeit größer als U_0. Zur Zeit t ist daher die Energie

$$U_0 + \int_0^t G w\, dt.$$

Wenn zur Zeit t die Kugel plötzlich zur Ruhe gebracht wird, so leistet die hemmende Drehkraft keine Arbeit, und die Energie bleibt daher ungeändert. Wenn die Wellen auf sehr große Entfernung fortgeschritten sind, so besteht die Energie aus U_0 (weil die Kugel jetzt in Ruhe ist) im Verein mit W', der Energie der zusammengesetzten Welle, die infolge des Anstoßes und des Anhaltens der Kugel entstanden ist. Es ist also:

$$U_0 + \int_0^t G w\, dt = U_0 + W',$$

also:

$$G = \frac{1}{w} \frac{dW'}{dt}. \tag{23}$$

Die zum Anhalten der Kugel erforderliche Drehkraft können wir finden, wenn wir das Prinzip von der Bewegungsgröße zusammen mit dem Energieprinzip anwenden. G sei nun die Drehkraft, die nötig ist, um die Kugel zur Zeit t in Ruhe zu halten, nachdem sie zur Zeit $t = 0$ angehalten worden ist.

Das dem elektromagnetischen Felde von $t = 0$ bis $t = t$ erteilte Drehmoment ist

$$\int_0^t G\, dt.$$

Während dieser Periode leistet die Drehkraft keine Arbeit, die Energie bleibt also ungeändert.

Zur Zeit t möge die Winkelgeschwindigkeit plötzlich von 0 auf ihren ursprünglichen Wert w wachsen, und F sei die Drehkraft, die angewandt werden muß, um die Winkelgeschwindigkeit zu erhalten. F dauert dann von t bis t' an, wo

$$t' = t + \frac{2a}{v}$$

ist, und während dieser Zeit wächst das Drehmoment um

$$\int_t^{t'} F\, dt.$$

Nach § 4 führen die beim Anhalten und beim Anstoßen der Kugel entstehenden Wellen kein Drehmoment. Nach einer langen Zeit ist das Drehmoment dasselbe, wie es vor dem Anhalten der Kugel war, weil die Winkelgeschwindigkeit dieselbe ist. Die gesamte Zunahme des Drehmomentes ist also null. Es ist somit:

$$\int_0^t G\, dt + \int_t^{t'} F\, dt = 0. \tag{24}$$

Während des Zeitraums von t bis t' hat die Drehkraft F Arbeit geleistet, folglich ist die Energie gewachsen. Dieser Zuwachs wird durch die Energie W'' in der zusammengesetzten Welle dargestellt, die aus den beiden beim Anhalten und beim Anlassen der Kugel entstandenen Wellen gebildet wird. Es ist also:

$$\int_t^{t'} F w\, dt = W''. \tag{25}$$

Eliminieren wir aus (24) und (25) F, so erhalten wir:

$$\int_0^t G w\, dt = -W'',$$

und mithin:

$$G = -\frac{1}{w} \frac{dW''}{dt}. \tag{26}$$

Die durch das Anhalten der Kugel entstandene Welle unterscheidet sich von der durch das Anlassen der Kugel entstandenen nur durch die Richtung der elektrischen und der magnetischen Kraft. Wenn daher die Wellen so weit vorgeschritten sind, daß der Radius jeder von ihnen gegenüber $2a$ unendlich ist, so ist die Energie der zusammengesetzten Welle für einen gegebenen Wert t in den beiden hier betrachteten Fällen dieselbe. Es ist daher

$$W'' = W'. \tag{27}$$

Wenn aw gegenüber v unendlich klein ist, so können wir den Wert für W' aus dem Werte der magnetischen Kraft ableiten, den wir in § 6 gefunden haben, nämlich:

$$r H_y = -\frac{Qw \sin\Theta \cdot x}{2a}, \tag{28}$$

wo x für $a \cos\varphi$ gesetzt ist.

Die eine Welle beginnt später als die andere, und zwar um die Zeit t; die beiden Wellen greifen daher auf eine radiale Strecke gleich

1) Untersuchungen über unstetige Bewegungen eines Elektrons, S. 65.

2) Proc. Roy. Soc. (A) 79, 550. Daselbst habe ich die Methode von Hertz skizziert und seine Ergebnisse mitgeteilt.

$2a - vt$ übereinander. Die Störung auf jeder Seite dieses zentralen Gebietes rührt je von einer der beiden Wellen her. Wir haben in jedem der beiden Teile, nach (28),

$$\left| rH_y \right| = \left| \frac{Qw \sin\Theta \cdot x}{2a} \right|,$$

wo x der Abstand von der Mitte der Welle ist, welcher der betreffende Teil zugehört. Ist W_1' die Energie in diesen beiden Teilen, so ist:

$$\left. \begin{aligned} W_1' &= 2\int_0^\pi \int_{a-vt}^a \frac{\mu H_y^2}{4\pi} \cdot 2\pi r^2 \sin\Theta d\Theta dx \\ &= \frac{\mu Q^2 w^2}{18 a^2} (6a^2 vt - 6av^2t^2 + 2v^3t^3). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

In dem mittleren Gebiete, wo die beiden Wellen übereinandergreifen, wird die magnetische Kraft gegeben durch:

$$\begin{aligned} \left| rH_y \right| &= \left| \frac{Qw \sin\Theta}{2a} \right| \{x - (x - vt)\} \\ &= \left| \frac{Qw \sin\Theta \cdot vt}{2a} \right|. \end{aligned}$$

Ist W_2' die Energie in diesem Teile, so ist:

$$\begin{aligned} W_2' &= (2a - vt)\int_0^\pi \frac{\mu H_y^2}{4\pi} \cdot 2\pi r^2 \sin\Theta d\Theta \\ &= \frac{\mu Q^2 w^2}{18a^2} v^2t^2(6a - 3vt). \end{aligned}$$

Die Gesamtenergie in der zusammengesetzten Welle ist die Summe von W_1' und W_2', also:

$$W' = \frac{\mu Q^2 w^2}{18a^2}(6a^2vt - v^3t^3). \quad (30)$$

Wir können jetzt die Drehkraft G finden, die erforderlich ist, um die Kugel in Bewegung zu setzen. Es ist also:

$$G = \frac{1}{w}\frac{dW'}{dt} = \frac{\mu Q^2 vw}{6a^2}(2a^2 - v^2t^2). \quad (31)$$

Es ist bemerkenswert, daß die Drehkraft das Vorzeichen wechselt, wenn $vt = a\sqrt{2}$ wird. Während des ersten Abschnittes ist das Zeitintegral der Drehkraft $M\sqrt{2}$, und während des zweiten Abschnittes $-M(\sqrt{2} - 1)$. Dabei ist, wie in § 2,

$$M = \frac{2\mu Q^2 aw}{q}.$$

Die Drehkraft G beginnt zur Zeit $t = 0$ und dauert bis $t = \frac{2a}{v}$. Die Drehkraft, die erforderlich ist, um die Kugel anzuhalten, ist der Größe nach der durch (31) gegebenen gleich, aber entgegengesetzt gerichtet.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. September 1908.)

G. F. C. Searle (Cambridge), Die Energiestrahlung seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt.

§ 1. Einleitung.

Wenn eine punktförmige Ladung Q zur Zeit $t = 0$ eine Beschleunigung $\boldsymbol{f}$ und eine Geschwindigkeit $\boldsymbol{u}$, kleiner als die Lichtgeschwindigkeit v, hat, so ruft sie zur Zeit $t = \frac{r}{v}$ die elektrische Kraft

$$\boldsymbol{E} = \frac{Q}{\varkappa r}\left\{\frac{-\boldsymbol{f}}{v^2 h^2} + \frac{(v\boldsymbol{R} - \boldsymbol{u})f\cos\gamma}{v^3 h^3}\right\} \quad (1)$$

hervor[1]), wo

$$vh = v - u\cos\Theta \quad (2)$$

ist.

Diese elektrische Kraft wird begleitet von der magnetischen Kraft

$$\boldsymbol{H} = \varkappa v V\boldsymbol{R}\boldsymbol{E}. \quad (3)$$

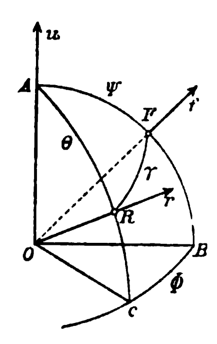
Hier ist r von der Lage von Q zur Zeit $t = 0$ an gemessen; Θ und γ sind die Winkel, welche der Einheitsradiusvektor $\boldsymbol{R}$ mit $\boldsymbol{u}$ und $\boldsymbol{f}$ bildet, und $\varkappa$ ist die Dielektrizitätskonstante. (Vektoren sind durch fette Buchstaben bezeichnet, und $V\boldsymbol{R}\boldsymbol{E}$ ist ein Vektorprodukt.) Neben dieser elektrischen Kraft besteht eine zweite; diese ist von der Art, als wenn sich Q gleichförmig mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{u}$ bewegen würde; sie ist daher radial zu der Lage gerichtet, welche Q zur Zeit $t = \frac{r}{v}$ erreicht haben würde, wenn es sich mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{u}$ weiter bewegt hätte. Diese elektrische Kraft ist umgekehrt proportional $t^2(v^2 + u^2 - 2vu\cos\Theta)$ und daher umgekehrt proportional r^2. Da wir nur die ausgestrahlte Energie suchen, so können wir r so groß nehmen, wie wir wollen; wir können also die elektrische Kraft, die von der stetigen Bewegung herrührt, gegenüber der durch Gleichung (1) gegebenen elektrischen Kraft vernachlässigen.

Die Bewegung von Q während des Zeitraumes von $t = 0$ bis $t = dt$ ruft eine Störungswelle hervor, die zur Zeit t auf eine Schale beschränkt ist, die zwischen folgenden Kugeln liegt: der um die Lage von Q zur Zeit $t = 0$ beschriebenen Kugel vom Radius vt und der um die Lage von Q zur Zeit $t = dt$ beschriebenen Kugel vom Radius $v(t - dt)$. Die Dicke dieser Schale ist $(v - u\cos\Theta)dt$ oder $vhdt$. Ist dW die Energie in dieser Schale, wenn die Welle eine große Strecke zurückgelegt hat, so ist diese Energie zur Hälfte elektrisch und zur Hälfte magnetisch. Es ist also:

1) Heaviside, Nature, 6. Nov. 1902. — Abraham. Theorie der Elektrizität 2, 97. — Searle, Phil. Mag., Jan. 1907, S. 148.

$$\frac{dW}{dt} = \int \frac{\varkappa E^2}{4\pi} v h r^2 d\omega, \tag{4}$$

wo $d\omega$ ein Element eines räumlichen Winkels ist.



Es sei in der Figur O die Lage von Q zur Zeit $t = 0$. OA sei die Richtung von $\mathfrak{u}$, OF die von $\mathfrak{f}$ und OR die von $\mathfrak{R}$. Der Winkel AOF zwischen $\mathfrak{u}$ und $\mathfrak{f}$ sei ψ, und der Winkel BOC zwischen den Ebenen AOF und AOR sei φ. Der Winkel AOR ist, wie bereits festgestellt, Θ, und der Winkel FOR ist γ.

Die Winkel Θ und φ sind die Winkelkoordinaten von OR, und es ist:

$$d\omega = \sin\Theta\, d\Theta\, d\varphi, \tag{5}$$

$$\cos\gamma = \cos\Theta\cos\psi + \sin\Theta\sin\psi\cos\varphi. \tag{6}$$

Der Kürze halber wollen wir schreiben:

$$u = n v, \tag{7}$$

und demgemäß

$$h = 1 - n\cos\Theta. \tag{8}$$

Aus Gleichung (1) finden wir leicht

$$E^2 = \frac{Q^2 f^2}{\varkappa^2 r^2 v^4}\left[\frac{1}{h^4} + \frac{2n\cos\psi\cos\gamma}{h^5} - \frac{(1-n^2)\cos^2\gamma}{h^6}\right]. \tag{9}$$

Aus (6) folgt:

$$\int_0^{2\pi} \cos\gamma\, d\varphi = \frac{2\pi\cos\psi(1-h)}{n},$$

$$\int_0^{2\pi} \cos^2\gamma\, d\varphi = \frac{2\pi}{2n^2}\{(2 - 3\sin^2\psi)(1-h)^2 + n^2\sin^2\psi\}.$$

Aus (4) und (5) folgt:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\varkappa v}{4\pi}\iint E^2 r^2 h \sin\Theta\, d\Theta\, d\varphi,$$

wo φ von 0 bis 2π und Θ von 0 bis π läuft. Setzen wir nach der Integration über φ für $\sin\Theta\, d\Theta$ den Wert $\frac{dh}{n}$ ein, und benutzen wir die Beziehung

$$\varkappa\mu v^2 = 1,$$

so erhalten wir:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\mu Q^2 f^2}{2vn^3}(A - B\sin^2\psi),$$

$$A = \int_{1-n}^{1+n}\left(-\frac{1}{h^3} + \frac{2}{h^4} - \frac{1-n^2}{h^5}\right)dh = \frac{4n^3}{3(1-n^2)^3},$$

$$B = \int_{1-n}^{1+n}\left(-\frac{3+n^2}{2h^3} + \frac{3-n^2}{h^4} - \frac{(1-n^2)(3-n^2)}{2h^5}\right)dh = \frac{4n^5}{3(1-n^2)^3}.$$

Folglich:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2\mu Q^2 f^2(1 - n^2\sin^2\psi)}{3v(1-n^2)^3} = \tag{10}$$

$$= \frac{2\mu Q^2 f^2 v^3 (v^2 - u^2\sin^2\psi)}{3(v^2-u^2)^3}. \tag{11}$$

Dieser Ausdruck stimmt mit den von Heaviside[1]) und von Abraham[2]) gefundenen überein.

Auf Grund dieses Wertes für $\frac{dW}{dt}$ läßt sich die in einer gegebenen Zeit ausgestrahlte Energie für gewisse Fälle berechnen. Wenn sich beispielsweise das Elektron gleichförmig in einem Kreise vom Radius a bewegt, so ist die Energie zur Zeit t im Innern einer Kugel vom Radius r um die Lage, die Q zur Zeit $t - \frac{r}{v}$ einnimmt, unabhängig von t, und $\frac{dW}{dt}$ ist daher gleich der von der tangentialen Kraft F, die das Elektron im Kreise herumtreibt, geleisteten Arbeitsmenge.

Für den Fall, daß das Elektron einen Kreis vom Radius a mit der Winkelgeschwindigkeit p in der Periode $\frac{2\pi}{p}$ beschreibt, steht die Beschleunigung ap^2 senkrecht auf der Geschwindigkeit ap, und es ist daher $\sin\psi = 1$.

Es ist dann:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2\mu Q^2 f^2 v^3}{3(v^2-u^2)^2} = \frac{2\mu Q^2 v^3 a^2 p^4}{3(v^2 - a^2p^2)^2} \tag{12}$$

und

$$F = \frac{1}{u}\frac{dW}{dt} = \frac{2\mu Q^2 v^3 a p^3}{3(v^2-a^2p^2)^2}.$$

Ist W die bei einem Kreislauf ausgestrahlte Energie, so ist:

$$W = \int_0^{\frac{2\pi}{p}} \frac{dW}{dt}dt = \frac{4\pi\mu Q^2 v^3 a^2 p^3}{3(v^2-a^2p^2)^2}. \tag{13}$$

1) Heaviside, Nature, 6. Nov. 1902.
2) Abraham, Theorie der Elektrizität **2**, 118.

Wenn sich das Elektron nach irgendeinem gegebenen Gesetz in einer geschlossenen Bahn von beliebiger Gestalt bewegt, so können wir die tangentiale Kraft, die erforderlich ist, um das Elektron durch seine Bahn zu treiben, aus (11) nicht ableiten, weil die Energie zur Zeit t im Innern einer Kugel vom Radius r, deren Mittelpunkt an der Stelle liegt, die Q zur Zeit $t-\frac{r}{v}$ einnimmt, nicht konstant ist, sondern mit fortschreitender Zeit schwankt. Wenn wir aber, nachdem die Bewegung eine gehörige Zeit angedauert hat, $\frac{dW}{dt}$ nach t über einen vollen Kreislauf integrieren, so werden wir die gesamte Energie erhalten, die das Elektron während des Kreislaufes ausstrahlt, denn die Energie im Innern der bewegten Kugel vom Radius r ist am Ende des Kreislaufes dieselbe wie zu Beginn.

§ 2. Harmonische geradlinige Bewegung eines Elektrons.

Wenn sich eine punktförmige Ladung Q harmonisch längs einer geraden Linie von der Länge a in der Periode $T=\frac{2\pi}{p}$ bewegt, so werden die Verschiebung x, die Geschwindigkeit u und die Beschleunigung f gegeben durch:

$$\left.\begin{aligned} x &= a\sin pt, \\ u &= ap\cos pt, \\ f &= -ap^2\sin pt. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Setzen wir diese Werte für u und f in (11) ein, und beachten wir, daß $\sin^2\psi=0$ ist, weil der Winkel zwischen u und f entweder 0 oder π ist, so finden wir, daß die während eines vollen Kreislaufs ausgestrahlte Energie durch

$$W=\int_0^{\frac{2\pi}{p}} \frac{2\mu Q^2 v^5 a^2 p^4 \sin^2 pt}{3(v^2-a^2p^2\cos^2 pt)^3}\,dt$$

gegeben ist. Wenn wir Θ statt pt schreiben, so erhalten wir:

$$W=\frac{2\mu Q^2 v^5 a^2 p^3}{3}\int_0^{2\pi}\frac{\sin^2\Theta\, d\Theta}{(v^2-a^2p^2\cos^2\Theta)^3}. \tag{15}$$

Nun ist:

$$\left.\begin{aligned}\int_0^{2\pi}\frac{\sin^2\Theta\,d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^3} &= \frac{1}{m^2}\left\{\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^2}\right. \\ &\quad \left. -(l^2-m^2)\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^3}\right\}.\end{aligned}\right| \tag{16}$$

Wenn $l^2>m^2$ ist, so ist:

$$\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{l+m\cos\Theta}=\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{l-m\cos\Theta}=\frac{2\pi}{\sqrt{l^2-m^2}},$$

und daher

$$\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{l^2-m^2\cos^2\Theta}=\frac{2\pi}{l\sqrt{l^2-m^2}}. \tag{17}$$

Durch Differentiation von (17) nach l erhalten wir

$$\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^2}=\frac{2\pi(2l^2-m^2)}{2l^3(l^2-m^2)^{3/2}}. \tag{18}$$

Differentiieren wir (18) nach l, so erhalten wir

$$\int_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^3} = \frac{2\pi(8l^4-8l^2m^2+3m^4)}{8l^5(l^2-m^2)^{5/2}}. \tag{19}$$

Wenden wir (18) und (19) auf (16) an, so finden wir[1]):

$$\int_0^{2\pi}\frac{\sin^2\Theta\,d\Theta}{(l^2-m^2\cos^2\Theta)^3}=\frac{2\pi(4l^2-3m^2)}{8l^5(l^2-m^2)^{5/2}}. \tag{20}$$

Setzen wir $v=l$ und $ap=m$, so erhalten wir aus (15):

$$W=\frac{\pi\mu Q^2 a^2 p^3(4v^2-3a^2p^2)}{6(v^2-a^2p^2)^{5/2}}. \tag{21}$$

Vernachlässigen wir ap gegenüber v, so erhalten wir den Hertzschen Wert für die bei einem Kreislauf ausgestrahlte Energie:

$$W_0=\frac{2\pi\mu Q^2 a^2 p^3}{3v}. \tag{22}$$

Um darzutun, wie sich (21) von (22) unterscheidet, können wir (21) nach Potenzen von $\frac{ap}{v}$ entwickeln. Wir erhalten dann:

$$W=\frac{2\pi\mu Q^2 a^2 p^3}{3v}\left\{1+\frac{3}{4}\frac{a^2p^2}{v^2}+\frac{3}{4}\frac{a^4p^4}{v^4}+\frac{25}{32}\frac{a^6p^6}{v^6}+\cdots\right\} \tag{23}$$

Der Ausdruck für W_0 entspricht der Lösung von H. Hertz für die infinitesimale Schwingung eines Elektrons.

§ 3. Harmonische Bewegung eines Elektrons in einer Ellipse.

Wenn sich ein Elektron auf einer Ellipse mit den Achsen 2a und 2b in der Periode $\frac{2\pi}{p}$ bewegt, so lassen sich seine Koordinaten zur Zeit t durch

$$\left.\begin{aligned} x &= a\sin pt, \\ y &= b\cos pt \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

1) Dieses Ergebnis läßt sich auch dadurch erhalten, daß man $(l^2-m^2\cos^2\Theta)^{-3}$ entwickelt und dann jedes Glied für sich integriert.

darstellen. Daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} u^2 &= \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 \\ &= p^2 b^2 + p^2 (a^2 - b^2) \cos^2 p t, \end{aligned}\right\} \quad (25)$$

$$\left.\begin{aligned} f^2 &= \left(\frac{d^2 x}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2 y}{dt^2}\right)^2 \\ &= p^4 \{a^2 - (a^2 - b^2) \cos^2 pt\}. \end{aligned}\right\} \quad (26)$$

Da ψ der Winkel zwischen u und f ist, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} u^2 f^2 \sin^2 \psi &= \left\{\frac{dx}{dt} \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} - \frac{dy}{dt} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}\right\}^2 \\ &= a^2 b^2 p^6. \end{aligned}\right\} \quad (27)$$

Wenn wir schreiben:

$$v^2 - b^2 p^2 = l^2,$$
$$p^2 (a^2 - b^2) = m^2,$$
$$p t = \Theta,$$

also

$$v^2 - a^2 p^2 = l^2 - m^2,$$

und wenn wir die Werte aus (25), (26) und (27) in (11) einsetzen, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dW}{d\Theta} &= \frac{1}{p} \frac{dW}{dt} \\ &= \frac{2 \mu Q^2 v^3 \{v^2 p^2 (a^2 p^2 - m^2 \cos^2 \Theta) - a^2 b^2 p^6\}}{3 p (l^2 - m^2 \cos^2 \Theta)^3} \\ &= \frac{2 \mu Q^2 v^3 p}{3} \left[\frac{v^2}{(l^2 - m^2 \cos^2 \Theta)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{l^2 (l^2 - m^2)}{(l^2 - m^2 \cos^2 \Theta)^3}\right]. \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Um die während eines Kreislaufes ausgestrahlte Energie zu finden, integrieren wir $\frac{dW}{d\Theta}$ nach Θ von $\Theta = 0$ bis $\Theta = 2\pi$. Auf Grund von (18) und (19) erhalten wir dann:

$$\left.\begin{aligned} W &= \frac{\pi \mu Q^2 v^3 p}{6 l^3 (l^2 - m^2)^{3/2}} \{v^2 (8 l^2 - 4 m^2) \\ &\quad - (8 l^4 - 8 l^2 m^2 + 3 m^4)\} = \\ &= \frac{\pi \mu Q^2 v^3 p^3}{6 (v^2 - a^2 p^2)^{3/2} (v^2 - b^2 p^2)^{3/2}} \{a^2 (4 v^2 \\ &\quad - 3 a^2 p^2) + b^2 (4 v^2 - 3 b^2 p^2) \\ &\quad - 2 a^2 b^2 p^2\}. \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Wenn $b = a$ ist, so finden wir Formel (13) für die Energie wieder, die bei einem Kreislauf ausgestrahlt wird, wenn das Elektron in einem Kreise vom Radius a mit der Winkelgeschwindigkeit p umläuft, nämlich:

$$W = \frac{4 \pi \mu Q^2 v^3 a^2 p^3}{3 (v^2 - a^2 p^2)^2}. \quad (30)$$

Können $a^2 p^2$ und $b^2 p^2$ gegenüber v^2 vernachlässigt werden, so erhalten wir:

$$W = \frac{2 \pi \mu Q^2 p^3 (a^2 + b^2)}{3 v}. \quad (31)$$

Vergleichen wir (31) mit (22), so sehen wir, daß bei dieser Annäherung jede der beiden Komponenten der Beschleunigung nach den beiden Hauptachsen der Ellipse dieselbe Strahlungsmenge hervorruft, als wenn die andere Komponente nicht vorhanden wäre. Dieses Ergebnis folgt aus (11), wenn man $\frac{u^2}{v^2}$ vernachlässigt. $\frac{dW}{dt}$ ist nämlich proportional $f_x^2 + f_y^2$, wo f_x und f_y die beiden Komponenten von f sind. Der Mittelwert von f^2 ist also die Summe aus den Mittelwerten von f_x^2 und f_y^2.

Wenn $a^2 p^2$ und $b^2 p^2$ klein, aber nicht unendlich klein gegenüber v^2 sind, so entwickeln wir (29) nach Potenzen von $\frac{ap}{v}$ und $\frac{bp}{v}$ und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} W &= \frac{2 \pi \mu Q^2 p^3 (a^2 + b^2)}{3 v} \\ &\quad \left\{1 + \frac{(3 a^4 + 10 a^2 b^2 + 3 b^4) p^2}{4 (a^2 + b^2) v^2} + \dots\right\}. \end{aligned}\right\} \quad (32)$$

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 27. September 1908.)

Mathias Cantor (Würzburg), Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes.

Wenn man sich von der Vorstellung leiten läßt, daß die elektrische Strömung auch in metallischen Leitern mit der Translation träger Teile verbunden ist, so konnte man erwarten, daß der experimentelle Nachweis dieser Teile an solchen Stellen gelingen würde, an welchen die Stromfäden eine plötzliche Richtungsänderung erfahren. Durch die Versuchsanordnung, welche ich hier vorführen möchte, gelangt man in der Tat zu Ergebnissen, welche der erwähnten Vorstellung zu entsprechen scheinen. —

Eine Glasplatte, welche eine möglichst scharfe Kante besitzt, ist mit einer äußerst dünnen Metallhaut überzogen. Der Metallüberzug ist in der bekannten Weise durch Einbrennen von Gold hergestellt und bildet gutspiegelnde Flächen, die sehr durchsichtig sind. Ähnlich wie der Goldüberzug verhalten sich eingebranntes Platin und sehr dünne chemische Versilberung.

Die Goldbelegung der Glasplatte wird beim Schließen des Stromschlüssels mit einer Batterie von 70 Volt verbunden, und dann durchfließt ein Strom die Metallschicht so, daß die Stromfäden an der scharfen Kante geknickt werden. Parallel mit der scharfen Kante und 2—3 mm von ihr entfernt ist ein Draht isoliert aufgestellt und mit einem Braunschen Voltmeter verbunden. Das Voltmeter wird zunächst auf einige hundert Volt geladen.

Wenn man jetzt den Strom durch die Platte schließt, so bemerkt man, daß sogleich eine

kräftige Entladung des Instrumentes stattfindet. Es verschwinden positive und negative Ladungen, doch scheint die Entladung der positiven rascher zu erfolgen.

Eine photographische Platte, welche im Abstande von ca. 2 mm von der wirksamen Kante entfernt durch 30 Minuten exponiert wurde, während der Strom den Goldbelag in der beschriebenen Weise durchfloß, ergab nach der Entwicklung ein kräftiges Negativ, das ein scharfes Abbild der wirksamen Kante zeigt und dessen Projektion ich mir hier vorzuführen erlaube. Das photographische Bild verhält sich so, als ob geladene Teile in bestimmter Richtung die scharfe Kante verlassen würden und daneben noch einige zufällige Emissionszentra vorhanden wären.

Durch demnächst im Vakuum auszuführende Versuche sollen Geschwindigkeit und Orientierung der emittierten Teile bestimmt und ihr Verhalten im elektromagnetischen Felde untersucht werden. Es läßt sich vielleicht hoffen, daß diese Versuche zu einer klaren Anschauung über den Zustand, in welchem sich ein vom Strom durchflossenes Metall befindet, führen werden. Es sei noch hinzugefügt, daß das in elektrolytischen Leitern stattfindende Phänomen der Stenolyse, welches von F. Braun entdeckt worden ist, mit den hier beschriebenen Erscheinungen im nahen Zusammenhang zu stehen scheint.

Diskussion.

Voigt: Ich möchte mir erlauben, auf eine Beobachtung hinzuweisen, die Herr Riecke in Göttingen angestellt hat und die in einem eigentümlichen Widerspruch zu den vom Vortragenden erhaltenen Resultaten zu stehen scheint und deshalb vielleicht für deren Deutung Gewicht hat. Riecke ließ monatelang den Ladungsstrom der Akkumulatorenbatterie des Göttinger Instituts durch ein System aufeinander gepreßter Platten von verschiedenen Metallen gehen. Die Platten waren vor dem Experiment genau gewogen und die Gewichte ergaben sich nach dem Experiment äußerst genau als ungeändert. Riecke schloß damals, daß ein Transport von ponderablen Massenteilchen nicht nachweisbar wäre. Hier bei Ihren Versuchen scheint desgleichen aber der Fall zu sein. Es entsteht die Frage, ob nicht vielleicht die Konstitution der Metalle dabei eine Rolle spielt, ob sich nicht vielleicht chemisch niedergeschlagene Metalle in einem anderen Zustande befinden und anders verhalten, als gegossene Metalle.

Edgar Meyer (Zürich): Wie groß war die verwendete Stromstärke?

Cantor: Sie zählt nach Milliampere. Gegenüber dem Rieckeschen Versuche möchte ich darauf hinweisen, daß für das Gelingen des hier gezeigten die außerordentliche Dünne der Schichten und die Schärfe der Kanten wesentlich ist. Die Spiegel, die ich benutzte, sind sehr durchsichtig, und bei Versuchen mit allerdünnstem geschlagenen Gold war schon kein Effekt von einer Größenordnung, wie hier, wahrzunehmen. Mit einem empfindlicheren Instrument ist dies vielleicht nicht ausgeschlossen, aber ich kann nur sagen, daß ich mit geschlagenem Gold keinen irgendwie mit diesem vergleichbaren Effekt gefunden habe. Da die Dünne der Schicht und die Schärfe der Kante so wesentlich sind, so kann es mich nicht überraschen, daß man bei der Rieckeschen Anordnung keine wägbaren Mengen findet. Daß es nicht die chemische Natur ist, auf welche es ankommt, scheint wohl daraus hervorzugehen, daß außer Gold auch eingebranntes Platin und chemisch niedergeschlagenes Silber denselben Effekt zeigen. Das Geometrische scheint mir deshalb das in erster Linie Bestimmende zu sein, nicht das Chemische.

Seitz: Wird das photographische Bild von der Stromrichtung beeinflußt?

Cantor: Ja, ich kann aber nicht angeben in welchem Sinne.

(Eingegangen 13. Oktober 1908.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bonn Dr. Gerhard Hessenberg (etatsmäßiger Professor an der Landwirtschaftlichen Akademie Bonn-Poppelsdorf) für Mathematik, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Franz Ruß für chemische Technologie anorganischer Stoffe.

Ernannt: Der Dozent an der Technischen Hochschule zu Lemberg Dr. Alfred Denizot zum a. o. Professor der allgemeinen Mechanik daselbst.

Berufen: Der o. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Martin Disteli in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Karlsruhe.

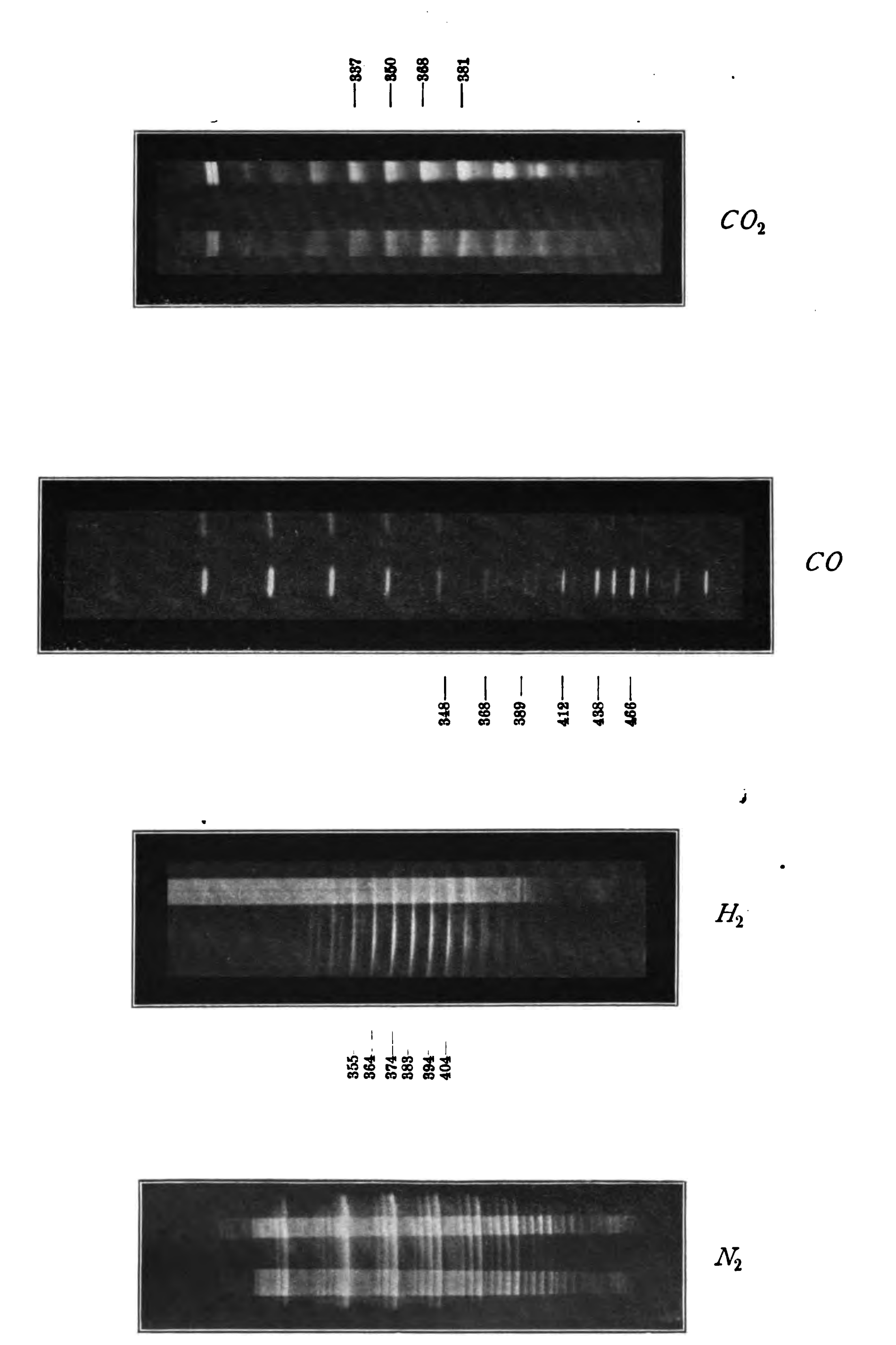
In den Ruhestand: Der Professor für Chemie, Präsident der Harvard-Universität in Cambridge Charles William Eliot, der o. Professor für Astronomie an der Universität Straßburg E. Becker.

Gestorben: Der Professor der Physik und Elektrotechnik in London William Edward Ayrton F. R. S., der frühere Professor für Mathematik an der Technischen Hochschule Berlin Geheimrat Dr. Hugo Hertzer, der frühere Privatdozent für Physik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Mor. Rich. Rühlmann (zuletzt Rektor des Realgymnasiums Döbeln), der frühere a. o. Professor für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Heinrich Hirzel, der Professor der Chemie an der Sorbonne in Paris Alfred Ditte.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.





F. Himstedt und H. v. Dechend, Spektralanalyse des Glimmlichtes.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

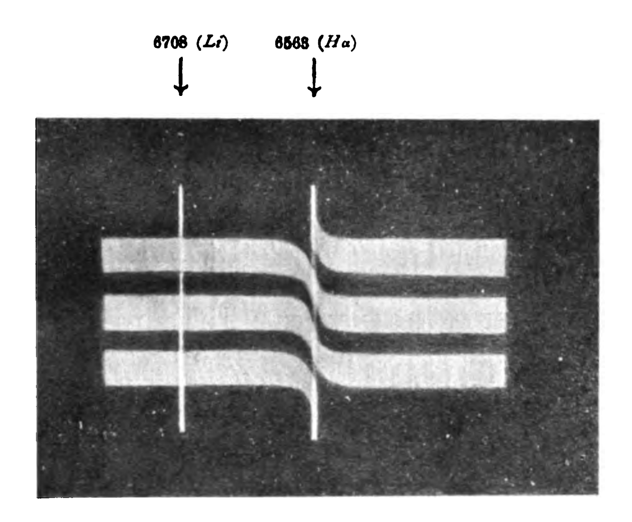


Fig. 2.

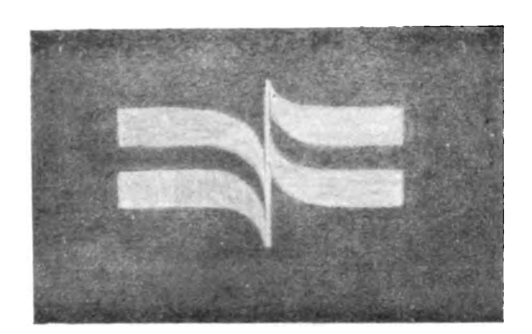


Fig. 3.

R. Ladenburg u. St. Loria, Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1908. Redaktionsschluß für No. 1 am 14. Dezember 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
J. Stark, Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum. S. 889.
J. Stark, Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation. S. 894.
C. Fritsch, Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths. S. 900.
R. v. Hirsch, Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts. S. 901.
W. Ritz, Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung. S. 903.
M. Laue, Das Zeemanphänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. S. 907.
A. Gockel u. Th. Wulf, Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge. S. 907.
J. Rautenkrantz, Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz. S. 911.
H. Scholl, Die Justierung des Quadrantelektrometers. S. 915.
N. Russeltvedt, Eine neue Isolationsmethode. S. 920.
Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:
K. Scheel u. R. Schmidt, Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. S. 921.
Vorträge und Reden:
F. Klein, Wissenschaft und Technik. S. 924.
Besprechungen:
J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie. S. 927.
B. Weinstein, Thermodynamik und Kinetik der Körper. III. 1. 2. S. 928.
Personalien. S. 928.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum.

Von J. Stark.

I. Nachträge.

§ 1. Einleitung. — Die früher gegebenen theoretischen Darlegungen[1]) über den Energieumsatz im Bandenspektrum sind auf zwei Hypothesen basiert. Erstens wird angenommen, daß der Energieumsatz im Bandenspektrum (Emission, Absorption) durch das Plancksche Elementargesetz (Quantengesetz)[2]) geregelt wird. Zweitens wird angenommen, daß die Schwingungszentra des Bandenspektrums die negativen Valenzelektronen sind, welche abtrennbar an der Atomoberfläche liegen und in Verbindungen die Zentra der chemischen Valenz sind. Die neuartige hypothetische Grundlage meiner Ausführungen über das Bandenspektrum mag manchen veranlassen, sie von vornherein ohne Prüfung der theoretischen und experimentellen Konsequenzen abzulehnen. Und wenn ich es im folgenden unternehme, die Grundzüge der Theorie zu ergänzen und gegen Einwände sicher zu stellen, so bedarf dies wohl einer gewissen Entschuldigung. Diese möge man in den experimentellen Untersuchungen sehen, die von der Theorie veranlaßt und gefördert wurden. Einerseits gelang es nämlich durch eine Untersuchung[3]) über die Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen einen Zusammenhang zwischen ihrer Konstitution und der Lage ihrer Bandenspektra unterhalb λ 0,5 μ zu ermitteln. Andererseits förderte die Untersuchung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen gewisse neue Erscheinungen[1]) zutage, welche als direkte experimentelle Bestätigung der Lichtquantenhypothese gedeutet werden können. Und im zweiten Teil der vorliegenden Mitteilung wird zum ersten Male eine Anwendung dieser Hypothese auf die Photochemie versucht, welche drei fundamentale photochemische Gesetze liefert. Endlich wird in der folgenden Abhandlung „über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation" auf Grund der Lichtquantenhypothese dargelegt, wie absorbierte Lichtquanten in die kinetische Energie von Molekülstrahlen durch Stoß verwandelt werden können; dieser Vorgang ist in gewissem Sinne die Umkehrung des von mir experimentell untersuchten Vorganges der Verwandlung kinetischer Energie von Atomstrahlen in Lichtquanten ihrer Resonatoren durch Stoß.

Es entspricht der fundamentalen Bedeutung eines so allgemeinen Prinzips, wie es die Lichtquantenhypothese ist, daß sie sowohl neue Erscheinungen voraussagen läßt als auch die Bedeutung bis jetzt nur wenig beachteter Vorgänge erkennen läßt. In dem gegenwärtigen Stadium, wo noch wenige Folgerungen der Lichtquantenhypothese experimentell geprüft sind, erscheint es sachgemäß, vorerst nur eine prinzipielle Orientierung über den reichen Inhalt des neuen Prinzips vorzunehmen und sich noch nicht in das theoretische Detail der einzelnen Erscheinungen zu verlieren. Hierzu wird erst dann Zeit sein, wenn die experimentelle Forschung

1) Diese Zeitschr. 9, 85, 1908.
2) Die Bezeichnung „Quantengesetz" dürfte der Bezeichnung „Elementargesetz" vorzuziehen sein, da sie kürzer und treffender ist.
3) Diese Zeitschr. 9, 481, 661, 1908.

1) Diese Zeitschr. 9, 767, 1908.

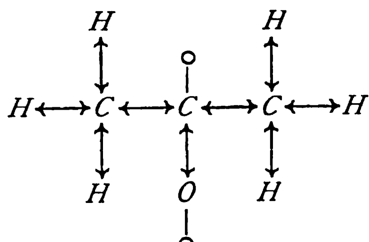
einzelne sorgfältig ausgewählte Erscheinungen nach den neuen theoretischen Gesichtspunkten quantitativ analysiert hat.

§ 2. Koppelung zweier Banden. — In der früheren Abhandlung (diese Zeitschr. **9**, 85, 1908) ist dargelegt, daß eine vollständige Bande eines Valenzelektrons aus einer nach längeren Wellen und einer nach kürzeren Wellen laufenden Bande besteht; sie entsprechen dem Schwingungsvorgang des Valenzelektrons bei der Rückkehr in seine Ruhelage auf seinem Atom oder im Moleküle; die kurzwellige Bande entspricht der Beschleunigung im Perihel, die langwellige Bande derjenigen im Aphel der Schwingungsbahn. Erteilt man darum dem Valenzelektron in Frequenzen der kurzwelligen Banden Energie durch Absorption von Lichtquanten, so kann in den damit in Gang gesetzten vollständigen Schwingungen nicht bloß im Perihel, sondern auch im Aphel, also nicht bloß in der kurzwelligen, sondern auch in der langwelligen Bande Energie wieder ausgestrahlt werden; es verteilt sich die in größeren Frequenzen absorbierte Energie bei der Emission auf kleinere Frequenzen. Dagegen kann sich die in einer Frequenz der langwelligen Bande absorbierte Energie, wie bereits A. Einstein[1]) dargelegt hat, vorausgesetzt, daß nur ein Lichtquantum absorbiert wurde, nicht in Energie einer größeren Frequenz verwandeln, sondern wird in der absorbierenden Frequenz wieder ausgestrahlt oder infolge von Zusammenstößen des tragenden Atoms oder Moleküls in ungeordnete thermisch-kinetische Energie verwandelt. Die Absorption des Lichtes in einer kurzwelligen Bande kann daher von einer Emission in der konjugierten langwelligen Bande begleitet sein; dagegen ist das Umgekehrte nicht möglich. Diese theoretische Folgerung konnte bei der Untersuchung[2]) der Fluoreszenz organischer Substanzen in der Tat bestätigt werden.

§ 3. Ungesättigte Valenzelektronen als Grenzfall gelockerter Elektronen, Doppelbindungen, die sogenannten Oxydspektra der Metalle. — In der früheren Abhandlung wurde die Größe a als Lockerungskoeffizient definiert gemäß der Gleichung $V_o = V_u\ (1 - a)$; hierin ist V_o bez. V_u die Arbeit, welche zur Abtrennung des gelockerten oder ungesättigten Valenzelektrons notwendig ist. Für den Grenzfall $a = 0$ wird $V_o = V_u$ und somit das Valenzelektron ungesättigt. In den früheren Abhandlungen habe ich dargelegt, daß das Auftreten von Absorption unterhalb $\lambda\ 0{,}5\ \mu$ bei organischen Verbindungen auf das Vorhandensein gelockerter Valenzelektronen zurückzuführen ist. Es ist leicht zu verstehen, daß

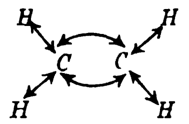
1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905.
2) Diese Zeitschr. **9**, 661, 1908.

unter Umständen auch bei organischen Substanzen die Zentren ultravioletter Absorption im Grenzfalle ungesättigte Valenzelektronen sein können. So dürften an der Carbonylgruppe in Aceton CH_3COCH_3 die Valenzelektronen lediglich als ungesättigt, nicht als gelockert zu betrachten sein; denn die Konfiguration des Moleküls



läßt wohl nicht eine Sättigung je eines Valenzelektrons von Sauerstoff und Kohlenstoff zu, bedingt aber keine wechselseitige Abstoßung zwischen den zwei ungesättigten Valenzelektronen.

Und an dieser Stelle möge eine Bemerkung eingeschaltet sein, welche durch eine lehrreiche Unterredung mit einem geschätzten chemischen Kollegen Herrn Professor M. Scholtz in Greifswald veranlaßt ist. Bei der Lektüre meiner früheren einschlägigen Mitteilungen mag man den Eindruck haben, als ob ich eine Doppelbindung zweier Atome durch je zwei Valenzelektronen aneinander grundsätzlich leugne. Dies ist indes nicht der Fall. Nach meinem Dafürhalten können sich bei entsprechender räumlicher Orientierung zwei-, drei- oder vierwertige Atome mit je zwei oder drei Valenzelektronen aneinander binden, und ich vermute, daß beispielsweise im Äthylen



und im Acetylen

H ⟷ C ⟷ C ⟷ H

derartige Fälle vorliegen. Dagegen mache ich bei denjenigen Doppelbindungen, welche im sichtbaren oder zugänglichen ultravioletten Spektrum Absorptionsbanden besitzen, die Annahme, daß in diesen Fällen die räumliche Konfiguration des Moleküls an je einem Valenzelektron von zwei Atomen eine wechselseitige Bindung durch positive Sphären nicht gestattet, sondern sie entweder ungesättigt läßt oder sie sogar infolge ihrer wechselseitigen Abstoßung lockert.

Endlich mag hier noch von einer Schwierigkeit die Rede sein, welche bisher der Theorie im Wege stand. Die Oxyde der Erdalkalien

und anderer Metalle liefern in der Bunsen- oder Knallgasflamme Banden, die im ultravioletten und sichtbaren Spektrum liegen. Ziemlich allgemein hat man bis jetzt diese Banden als charakteristisch für die Verbindungen und demnach als Verbindungsspektra betrachtet. Nun aber können diese Verbindungen, jedenfalls wenn sie nur gesättigte Valenzelektronen enthalten, unterhalb λ 0,5 μ im sichtbaren Spektrum und im Anfang des Ultravioletts nach der Theorie keine Banden besitzen. In der Tat zeigen sie in diesem Gebiet des Spektrums keine Absorption. Ist darum die Theorie richtig, so können jene Emissionsbanden nicht den gesättigten Verbindungen angehören, sondern müssen andere Träger haben. Nun hat es W. N. Hartley[1]) in einer eingehenden kürzlich veröffentlichten Untersuchung zum mindesten sehr wahrscheinlich gemacht, daß jene zum Teil nach längeren Wellen laufenden Emissionsbanden nicht den Verbindungen, sondern den elementaren Atomen der Metalle selbst zuzueignen sind. Dies ist auch nach der Theorie möglich; über die Bandenspektra der ungesättigten Elektronen der Metallatome enthält nämlich meine erste Mitteilung folgenden Passus. „Was die metallischen Elemente betrifft, so wissen wir, daß die Ionisierungsspannung und darum wohl auch V_u ihrer ungesättigten Valenzelektronen kleiner ist als bei den metalloidalen Elementen. Wir dürfen darum für sie im photographierbaren Teil des Spektrums Banden erwarten, welche nach Rot abschattiert sind."

Mit dem Nachweis, daß die sogenannten Oxydspektra der alkalischen Erden der Metallatome selbst, nicht ihren Verbindungen zuzuschreiben sind, verschwindet zwar eine Schwierigkeit, welche bis jetzt für die Theorie bestand; indes bleibt vorderhand noch eine andere Schwierigkeit bestehen. Verdampft man nämlich die Haloide (Chloride) der Erdalkalien in der Bunsen- oder Kohlenoxydflamme, so beobachtet man im sichtbaren und zum Teil auch im ultravioletten Spektrum Banden, die nach Rot abschattiert sind und verschieden sind von den Metallbanden, welche die verdampften Oxyde liefern. W. N. Hartley[2]) ist geneigt, diese Banden den Haloiden selbst zuzueignen. Nach der Theorie können indes die Haloide in jenem Teil des Spektrums keine Banden besitzen, wie folgende Rechnung für Strontiumchlorid zeigen mag. Die Bildungswärme des (festen) Strontiumchlorids beträgt 184700 cal, hieraus berechnet sich als untere Grenze für die Wellenlänge seines Bandenspektrums der Wert $\lambda = 650\ \mu\mu$; in Wirklichkeit aber liefert $SrCl_2$ zwischen 392 und 403 $\mu\mu$ Banden. Ob hier tatsächlich ein Widerspruch gegen die Theorie vorliegt, oder ob die Haloidbanden nicht dem Haloid, sondern einer anderen Verbindung z. B. dem Chlorür bez. dem ungesättigten Valenzelektron desselben zuzuschreiben sind, muß die weitere experimentelle Analyse entscheiden.

1) W. N. Hartley, Trans. Dublin Soc. **9**, 85, 1908.

2) W. N. Hartley, Proc. Roy. Soc. **79**, 249, 1907; Trans. Dublin Soc. **9**, 85, 1908.

§ 4. Ultraviolette Absorption gesättigter Valenzelektronen. — An früherer Stelle habe ich dargelegt, daß die Bandenspektra der gesättigten Valenzelektronen oberhalb λ 0,5 μ liegen. Die dortigen Ausführungen beziehen sich in erster Linie auf die Verbindungen metalloidaler Elemente in der organischen Chemie. Bei diesen ist die Bindung der Valenzelektronen an die eigenen Atome so intensiv, daß jedenfalls die kurzwelligen Banden der ungesättigten Elektronen im unzugänglichen Ultraviolett liegen. Es ist bei diesen Elementen V_u viel größer als V_g, wo V_g der energetische Wert der Bindung an ein anderes Atom ist. Bei den metallischen Elementen dagegen kann V_u von der Ordnung von V_g werden. Mit Bezug auf sie bedürfen meine früheren Ausführungen einer Ergänzung.

In diesen ist angenommen, daß das gesättigte Valenzelektron zusammen mit seinem eigenen Atom (V_u groß gegen V_g) in bezug auf ein anderes Atom oszilliert; das entsprechende Spektrum, dessen untere Grenze durch V_g bestimmt wird, liegt dann im Ultrarot. Nun aber ist denkbar, daß ein gesättigtes Valenzelektron gleichzeitig in bezug auf sein eigenes und in bezug auf das fremde bindende Atom verschoben oder in Oszillationen versetzt wird; die Arbeit V_m, die bei vollständiger Abtrennung des Valenzelektrons in diesem Falle geleistet wird, liegt zwischen $V_u + V_g$ und V_u. Die untere Grenze des Spektrums, das bei der Rückkehr des gesättigten Elektrons durch Verwandlung dieser Arbeit ausgestrahlt werden kann, liegt noch weiter im Ultraviolett als die untere Grenze des Spektrums des ungesättigten Elektrons, die ja durch V_u allein bestimmt wird. Nach dem Vorstehenden besitzen also gesättigte Valenzelektronen außer einem ultraroten Spektrum, welches der relativen Bewegung der Atome im Molekül entspricht, noch ein ultraviolettes Spektrum, welches der relativen Bewegung eines gesättigten Valenzelektrons in bezug auf sein Molekül entspricht. Indem ein gesättigtes Valenzelektron in seinem ultravioletten Spektrum eine Energie absorbiert, welche gleich oder größer ist als V_m, kann es als langsamer Kathodenstrahl sein Molekül verlassen; dieses erhält hierbei eine positive Ladung und mag in vielen Fällen auch chemisch dissoziieren.

Die Spektra der ungesättigten Elektronen (λ aus V_u) können nach längeren Wellen (λ aus

$V_o < V_u$) verschoben werden, indem die Elektronen durch den Konfigurationszwang einer chemischen Verbindung gelockert werden; sie können in entgegengesetzter Richtung nach kürzeren Wellen (λ aus $V_m > V_u$) verschoben werden, indem sie gesättigt werden; gleichzeitig gewinnen sie im zweiten Falle ultrarote Spektra (λ aus V_g).

§ 5. Thermische Absorption des Lichtes im Bandenspektrum. — Es mag auf den ersten Blick den Anschein haben, als ob die hier vertretene chemische Theorie des Bandenspektrums die Verwandlung von Licht, das in diesem absorbiert wird, in ungeordnete thermisch-kinetische Energie ausschlösse. Dies ist indes nicht der Fall. Solange die von dem einzelnen gelockerten, ungesättigten oder gesättigten Valenzelektron durch Absorption aufgenommene Schwingungsenergie kleiner ist als V_o, V_u oder V_m bez. V_g, kann eine Abtrennung des Elektrons bez. Dissoziation der Atome nicht eintreten; es wird dann die absorbierte Lichtenergie entweder wieder ausgestrahlt oder bei Zusammenstößen des tragenden Moleküls mit anderen Molekülen in thermisch-kinetische Energie verwandelt. In diesem zweiten Falle werden die zusammenstoßenden Moleküle durch die schwingenden Valenzelektronen, die Lichtenergie aufgenommen haben, mit größeren Geschwindigkeiten, also größerer kinetischer Energie auseinander getrieben, als sie vor dem Zusammenstoß hatten. In diesem Falle, dem Falle thermischer Absorption, ist die Schwächung, welche die Intensität eines Lichtbündels beim Durchgang durch ein Aggregat von absorbierenden Molekülen erfährt, größer als im ersten Falle, wo eine Verwandlung von Strahlungsenergie in eine andere Energieform nicht erfolgt.

Die Stärke der thermischen Absorption des Lichtes (Verwandlung von Lichtenergie in thermisch-kinetische Energie der Moleküle), sei es im Linien- oder im Bandenspektrum, ist nach dem Vorstehenden abhängig von der Zahl der Zusammenstöße; sie ist um so größer, je größer diese Zahl ist, also je größer beispielsweise der Druck in einem absorbierenden Gase ist. Und Konstanz der Zahl der absorbierenden Moleküle in dem durchstrahlten Volumen vorausgesetzt, hängt die Stärke der thermischen Absorption nicht von dem Partialdruck der absorbierenden Gaskomponente in einem Gemisch ab, sondern von dem Totaldruck, da von diesem die Zahl der Zusammenstöße abhängt.

Diese Folgerung über die thermische Absorption in einem Bandenspektrum steht in Übereinstimmung mit Beobachtungen von fundamentaler Bedeutung, welche kürzlich K. Ångström[1]) mitgeteilt hat. Er hat nämlich für das ultrarote Bandenspektrum von Gasen folgende Resultate erhalten. „1. Das Beersche Gesetz gilt im allgemeinen nicht für Gase. 2. Wird einem bestimmten Gas von bestimmtem Volumen ein fremdes Gas zugesetzt, das nicht chemisch auf das erstere einwirkt, so nimmt das Absorptionsvermögen bei dem ersteren Gase zu."

In der nachstehenden Mitteilung „über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation" ist der Mechanismus der thermischen Absorption genauer analysiert und speziell sind die Wirkungen ihrer ersten Phase, der Emission von Atomstrahlen infolge von Lichtabsorption, diskutiert.

Durch den chemischen Prozeß der Wiederanlagerung von Valenzelektronen kann in deren Bandenspektrum Licht emittiert werden, indem die Energie V_g, V_o, V_u oder V_m frei wird. Es kann aber auch, wie auf Grund der gemachten Ausführungen leicht zu sehen ist und wie nur erwähnt sein mag, thermisch-kinetische Energie der Moleküle in oszillatorische Energie ihrer Valenzelektronen verwandelt werden, oder es ist mit anderen Worten auch eine thermische Strahlung im Bandenspektrum gemäß dem Kirchhoffschen Gesetz möglich, wie sie F. Paschen[2]) für das ultrarote Bandenspektrum der Kohlensäure bereits experimentell nachgewiesen hat.

II. Anwendung der Lichtquantenhypothese auf die Photochemie.

§. 6. Primäre und sekundäre photochemische Reaktionen. — Im nachstehenden werden die Konsequenzen aus der fundamentalen Hypothese gezogen, daß die direkte chemische Wirkung des Lichtes in einer Lösung von Valenzelektronen aus ihrer Bindung besteht, die dadurch veranlaßt wird, daß an einzelnen Valenzelektronen gemäß dem Quantengesetz mehr Licht absorbiert wird, als die Bindungsenergie der Valenzelektronen beträgt. Ist nämlich die von einem gelockerten, ungesättigten oder gesättigten Elektron in einer Frequenz seines Bandenspektrums absorbierte oszillatorische Energie größer als V_o, V_u oder V_m bez. V_g, so kann eine Lösung des Elektrons aus seiner Bindung erfolgen, indem bei Aufhebung der Bindung die absorbierte Lichtenergie in potentielle chemische Energie verwandelt wird. Es liegt dann der Fall der chemischen Absorption des Lichtes vor.

Wird bei der chemischen Absorption von dem Licht an einem ungesättigten Elektron die Arbeit V_u, an einem gelockerten Elektron die

1) K. Ångström, Arkiv f. Mat., Astron. och Fys. **4**, No. 30, 1908.

2) F. Paschen, Wied. Ann. **51**, 1, 1894.

Arbeit V_0, an einem gesättigten Elektron die Arbeit V_m geleistet, so verläßt das Elektron als Kathodenstrahl den positiv zurückbleibenden Atom- oder Molekülrest; es hat Ionisierung durch Licht statt. Diese sei hier, wie schon an früherer Stelle, als eine chemische Reaktion betrachtet. Wird die Arbeit V_g von dem Licht an einem gesättigten Elektron geleistet, so wird die von ihm bewerkstelligte Bindung des eigenen Atoms an ein fremdes Atom aufgehoben und damit eine partielle oder totale Dissoziation der zwei Atome voneinander bewirkt. Diese Dissoziation zweier Atome an einer Bindungsstelle und jene Abtrennung eines Valenzelektrons von seinem Atom seien direkte primäre photochemische Reaktionen genannt, da sie direkt durch die Absorption des Lichtes an einem einzelnen Valenzelektron bewirkt werden.

Nachdem durch die Lichtabsorption die Ionisierung eines Atoms oder Moleküls oder die Lösung zweier Atome an einer Bindungsstelle bewirkt und dadurch potentielle Energie geschaffen ist, können sich an die primäre photochemische Reaktion chemische Reaktionen — sie seien sekundär genannt — anschließen, an denen die Lichtabsorption nicht mehr beteiligt ist. Diese sekundären Reaktionen bei photochemischen Prozessen können ebenso mannigfaltiger Natur sein wie die chemischen Reaktionen im Dunkeln überhaupt.

Nach erfolgter primärer Reaktion mag unter Umständen das abgetrennte Elektron wieder in seine Bindung zurückkehren oder es mag sich die gelöste Bindung zwischen zwei Atomen wieder herstellen; ist jedoch in unmittelbarer Nähe der Dissoziationsprodukte der Lichtreaktion ein anderes Molekül (z. B. H_2O bei Gasreaktionen) vorhanden, das mit einem Dissoziationsprodukt in ein, wenn auch nur lockeres Bindungsverhältnis tritt, so wird verhindert, daß die Lichtreaktion sofort wieder rückläufig wird, und die Dissoziationsprodukte werden für spätere sekundäre Reaktionen konserviert. Diese Bemerkung gilt sowohl für die direkten als auch für die weiter unten charakterisierten indirekten photochemischen Reaktionen.

Außer den photochemischen Reaktionen, die dadurch veranlaßt sind, daß absorbierte oszillatorische Energie direkt in potentielle chemische Energie verwandelt wird, sind auf Grund der Lichtquantenhypothese noch indirekte photochemische Reaktionen möglich. Wie nämlich in der nachstehenden Mitteilung dargelegt wird, besteht die erste Phase der thermischen Absorption in der Erzeugung von Atom- oder Molekülstrahlen; diese können dann durch ihren Stoß Verbindungen dissoziieren und dadurch weitere sekundäre Reaktionen veranlassen. Die theoretische Begründung dieser indirekten oder thermophotochemischen Reaktionen kann erst in der nachstehenden Mitteilung gegeben werden. Aus diesem Grunde sei hier lediglich von den direkten photochemischen Reaktionen die Rede.

§ 7. Gesetze der primären photochemischen Reaktionen. — Nach dem Vorstehenden setzt sich eine direkte photochemische Reaktion im allgemeinen Fall aus einer primären durch die Lichtabsorption bewirkten Reaktion und aus sekundären vom Licht nicht beeinflußten Reaktionen zusammen. Die Aufgabe der experimentellen Analyse ist es, in dem zumeist komplizierten Einzelfall die zwei Reaktionen zu trennen. Hier interessieren uns nur die Gesetze der direkten primären photochemischen Reaktion; sie lassen sich leicht aus unserer fundamentalen Hypothese ableiten.

Erstes Gesetz. Da die Frequenzen eines Valenzelektrons allein durch das einzelne Atom oder Molekül, dem es angehört, bedingt werden und da die Absorption des Lichtes an einzelnen Elektronen nach Maßgabe des Quantengesetzes erfolgt, so ist die primäre photochemische Reaktion streng monomolekular.

Zweites Gesetz. Bis zu etwa 1000^0 ist die mittlere kinetische Energie des Moleküls eines Körpers gemäß seiner absoluten Temperatur (bei 1000^0 $e = 2{,}02 \cdot 10^{-13}$ Erg) klein verglichen mit der Energie eines Lichtquantums für eine Frequenz des sichtbaren oder ultravioletten Spektrums (für $\lambda = 450\ \mu\mu$ $e = 4{,}4 \cdot 10^{-12}$ Erg); aus diesem Grund ist in diesem Teil des Spektrums eine primäre photochemische Reaktion in weiten Grenzen nahezu unabhängig von der Temperatur des absorbierenden Körpers. Dagegen können die auf die primären folgenden sekundären Reaktionen als Dunkelreaktionen von der Temperatur beeinflußt werden.

Drittes Gesetz. Die in der Zeiteinheit durch chemische Lichtabsorption primär umgewandelte Stoffmenge ist proportional der Intensität des wirksamen Lichtes, oder die primär umgewandelte Stoffmenge ist proportional der Menge des absorbierten wirksamen Lichtes. Denn einerseits ist die umgewandelte Stoffmenge, andererseits die Zahl der absorbierten Lichtquanten proportional der Zahl von Valenzelektronen, welche in einer Frequenz eine Lichtmenge absorbieren, die energetisch gleich oder größer ist als ihre Bindungsenergie.

Die vorstehenden auf theoretischem Wege abgeleiteten Gesetze scheinen durch die Erfahrung bestätigt zu werden. Wie die experimentelle Untersuchung ergeben hat, ist die Größe des lichtelektrischen Effektes (Abtrennung ungesättigter oder gelockerter Elektronen) unabhängig von der Temperatur und proportional der Lichtintensität. Und über photochemische Reaktionen, die mit einer Umwandlung von Molekülen verbunden sind, formuliert R.

Luther[1]) in seinem Vortrag auf der letzten Versammlung der Bunsen-Gesellschaft folgende allgemeine Sätze. „Während bei der Dunkelreaktion die Geschwindigkeit für je 10^0 um 100 bis 200 Proz. wächst, beträgt bei Lichtreaktionen dieses Wachstum nur etwa 5—20 Proz." „Die photochemische Geschwindigkeit G_{hell} ist proportional der pro Zeiteinheit vom lichtempfindlichen Stoffe (A) absorbierten Lichtenergie (L_A)."

1) R. Luther, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 445, 1908.

(Eingegangen 20. Oktober 1908.)

Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation.

Von J. Stark.

§ 1. Die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über die zerstäubende Wirkung des Lichtes. — Der lichtelektrische Effekt (Hallwachs-Effekt) besteht, wie als bekannt angenommen werden darf, darin, daß die Absorption des Lichtes in gewissen Körpern die Emission negativer Elektronen (sekundärer Kathodenstrahlen) veranlaßt, deren maximale Geschwindigkeit in einem Zusammenhang mit der Frequenz der absorbierten Wellenlängen steht. Es sei ausdrücklich bemerkt, daß dieser Effekt nicht mit dem „Zerstäubungs-Effekt" gemeint ist, von dem hier die Rede sein soll. Der lichtelektrische Effekt läßt nämlich die Masse oder Molekülzahl des absorbierenden Körpers ungeändert; würde dagegen die Absorption des Lichtes in einem festen oder flüssigen Körper die Emission von neutralen oder elektrisch geladenen Molekülen oder Atomen in den angrenzenden Gasraum veranlassen, so würde dadurch die Masse oder Molekülzahl des absorbierenden Körpers sich verringern, und wir könnten diesen Vorgang als Zerstäubung bezeichnen.

Im Jahre 1889 teilten Ph. Lenard und M. Wolf[1]) Beobachtungen mit, welche sie als Zerstäubung in dem eben charakterisierten Sinne deuteten. Sie ließen längere Zeit ultraviolettes Licht durch Quarzfenster hindurch auf Goldblätter fallen und blendeten gewisse Partien derselben durch Streifen aus Glas oder Zinnfolie ab; ferner ließen sie eine blanke Kupfer- und Silberfläche aneinandergrenzen und belichteten nur das Kupfer bis zur Grenzlinie, während das Silber beschattet blieb. Sie faßten ihre Resultate in folgenden Sätzen zusammen: „Bei allen diesen Apparaten waren nach der Belichtung in der Bogenlampe, die ca. 50 Stunden dauerte, im wesentlichen zwei verschiedene Wirkungen zu bemerken: 1. Dort, wo die Schichten ultraviolettes Licht erhalten hatten, war im reflektierten Lichte ein Matt- oder Rauhwerden der Oberfläche zu konstatieren, die Quarze und Stege also abgebildet. Im durchgehenden Licht sah man nichts verändert. Dort, wo die Schichten kein ultraviolettes Licht erhalten hatten (es waren auch Glasstege angebracht), war kein Rauherwerden der Oberfläche eingetreten, sondern sie hatte ihr ursprüngliches Aussehen bewahrt. Bei der kreisförmigen Goldplatte waren die Stellen, wo der Quarz selbst durch die Drähte von außen beschattet war, als unverändert gebliebene Striche abgebildet, während die übrigen Teile mit Staub bedeckt waren. 2. Die Grenze zwischen Kupfer und Silber war etwas gewandert, und zwar hatte sich das bestrahlte Kupfer auf die Seite des unbestrahlten Silbers hinübergezogen."

1) Ph. Lenard und M. Wolf, Wied. Ann. **37**, 443, 1889.

In späteren Versuchen ließ Ph. Lenard[1]) auf eine berußte Fläche im Vakuum durch die Maschen eines ihr gegenübergestellten Drahtnetzes hindurch ultraviolettes Licht fallen; „am Ende einer längeren Versuchsreihe fand sich ein Abbild des Netzes E auf der Rußfläche U, die Maschen des Netzes heller, die Drähte dunkler schattiert".

So nahe es auch liegt, die vorstehenden Beobachtungen im Sinne einer Zerstäubung der belichteten Körper zu deuten, so scheint doch durch sie der Zerstäubungs-Effekt des Lichtes nicht einwandfrei nachgewiesen zu sein. Es ist nämlich möglich, daß die optische Veränderung der belichteten Oberflächen durch eine chemische Reaktion zwischen der Oberfläche und dem umgebenden Gas oder durch eine molekulare Umlagerung (allotrope Modifikation) in dem belichteten Körper veranlaßt war. Man darf dabei nicht darauf sich berufen, daß derartige Reaktionen oder Umlagerungen nicht im Dunkeln beobachtet wurden. Es können nämlich die Reaktionen im Licht von den Dunkelreaktionen[2]) prinzipiell verschieden sein.

Neuerdings haben indes H. Rubens und E. Ladenburg[3]) Beobachtungen gemacht, durch welche die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerstäubungseffekt des Lichtes existiert, mindestens größer geworden ist. Sie bestrahlten ein sehr dünnes Goldblatt in einem hohen Vakuum mit dem ultravioletten Licht einer Quecksilberlampe aus Quarzglas und beobachteten den lichtelektrischen Effekt vor und hinter dem Goldblatt. „Es zeigte sich, daß der Effekt nach hinten bei diesem dünnen Goldblättchen nach längerer Benutzung ständig zunimmt. Dies hat seinen Grund

1) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 490, 1903.
2) Vgl. R. Luther, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 445, 1908.
3) H. Rubens und E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 749, 1907.

in einer ziemlich starken Zerstäubung des Blättchens, welche so bedeutend werden kann, daß man nach vorsichtigem Herausnehmen des Ringes *B* mit bloßem Auge erkennt, daß das Goldblättchen an vielen Stellen dünner geworden ist. Auch zeigten die umgebenden Metallteile einen Beschlag von zerstäubtem Gold."

Der Zerstäubungseffekt des Lichtes muß, wenn er existiert, als eine neue eigenartige Wirkung des Lichtes betrachtet werden. Im Hinblick auf seine theoretische Bedeutung müssen die Beobachtungen, welche auf seine Existenz schließen lassen, mit großer Vorsicht geprüft werden. Und so wahrscheinlich es auch ist, daß in den Beobachtungen von Rubens und Ladenburg in der Tat die neue Wirkung des Lichtes vorliegt, so kann ihr Nachweis doch noch nicht als gesichert gelten. In diesen Beobachtungen diente nämlich das Goldblättchen als Kathode des lichtelektrischen Stromes zwischen ihm und einer ihrer Vorder- oder Hinterseite gegenübergestellten Anode. Wenn nun auch hierbei die Verdünnung des Gases sehr weit getrieben war, so dürfte doch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen gewesen sein, daß die sekundären Kathodenstrahlen, die im elektrischen Kraftfeld beschleunigt wurden, im Gasraum durch Stoß positive Ionen erzeugten, die dann im elektrischen Kraftfeld zu Kanalstrahlen (positiven Atomstrahlen) wurden und als solche beim Auftreffen auf das Goldblättchen dieses zerstäubten; die beobachtete Zerstäubung wäre dann nicht eine direkte Wirkung des Lichtes, sondern eine Wirkung der Kanalstrahlen[1]) gewesen. Es erscheint darum wünschenswert, daß die Beobachtungen von H. Rubens und E. Ladenburg in der Weise wiederholt werden, daß ein elektrisches Kraftfeld von dem belichteten Goldblättchen ausgeschlossen und dessen Dünnerwerden auf optischem Wege nachgewiesen wird.

Gemäß dem Vorstehenden ist die Sachlage folgende: Nach den Beobachtungen von Ph. Lenard und M. Wolf, H. Rubens und E. Ladenburg ist die Existenz des Zerstäubungseffektes wahrscheinlich, aber nicht sicher erwiesen. Wie im nachstehenden dargelegt wird, ist die Existenz dieses Effektes auf Grund der Lichtquantenhypothese zu erwarten.

§ 2. Theorie der zerstäubenden Wirkung des Lichtes. — Für die von ihnen vermutete Zerstäubung des Quarzes durch Licht deuten Ph. Lenard und M. Wolf folgenden Erklärungsversuch an. „Vielleicht steht die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf einen so wenig absorbierenden Körper mit dem von Warburg und Tegetmeyer fast erwiesenen Vorhandensein einer kleinen Menge von kieselsaurem Natron im Quarz im Zusammenhang. Diese glasartige Verbindung absorbiert wohl Ultraviolett, ihre Moleküle, die sich im Quarz wie in einer Lösung verteilt befinden, müßten daher auch durch die Bestrahlung in Bewegung gesetzt werden und könnten sich so sehr wohl als Staub aus dem Quarz entfernen. Daß Spuren absorbierender Körper in einer großen Menge indifferentem Lösungsmittel verteilt, durch Bestrahlung in heftige Schwingungen versetzt werden können, beweisen die phosphoreszierenden Körper, von denen in vielen Fällen nachgewiesen worden ist, daß sie solche äußerst verdünnte Gemenge sind."

Die vorstehende Erklärung der zerstäubenden Wirkung des Lichtes, so plausibel sie auch früher erscheinen mußte, dürfte indes in qualitativer und vor allem in quantitativer Hinsicht bei dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse nicht befriedigen. Es herrscht heute ziemlich allgemeine Übereinstimmung darüber, daß die Zentren der Emission und der Absorption des Lichtes negative Elektronen sind; in erster Linie werden diese, nicht die Moleküle direkt von den elektromagnetischen Wellen beschleunigt. Dann erklärt jener Versuch nicht, warum die zerstäubten Moleküle eine so große kinetische Energie annehmen, daß sie die Arbeit beim Austritt aus der Oberfläche des festen Körpers leisten können; endlich bleibt unerklärt, warum nur die kleinen, nicht auch die großen Wellenlängen einen sie absorbierenden Körper zerstäuben. Die Antwort auf diese Fragen kann indes durch folgende Überlegungen gewonnen werden.

An die Spitze der vorliegenden theoretischen Bemerkungen ist als Ausgangspunkt das Quantengesetz zu stellen, nach welchem die von einem elektromagnetischen Resonator aufgenommene oder abgegebene oszillatorische Energie (e) ein ganzzahliges Vielfaches ($z = 0, 1, 2 \ldots$) eines für die betreffende Frequenz $\left(n = \frac{c}{\lambda}\right)$ charakteristischen Elementarquantums (hn) ist, wo $h = 6.55 \cdot 10^{-27}$ erg·sec eine universelle Konstante bedeutet. Als elektromagnetischen Resonator betrachten wir ein negatives Elektron, welches im Verband eines neutralen oder positiven Atoms oder Moleküls vorkommt; das Atom oder Molekül ist der Träger des elektromagnetischen Resonators, der oszillatorische Energie aufzunehmen oder abzugeben vermag. Welcher Art die Bindung zwischen dem Resonator (negativen Elektron) und seinem Träger ist, kommt für das Weitere nicht in Betracht, sondern nur die Annahme einer solchen Bindung.

An zweiter Stelle haben wir bestimmte Voraussetzungen zu machen über die Transformationen von Energie bei der Aufnahme oder

1) Vgl. J. Stark, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 752, 1908.

Abgabe oszillatorischer Energie durch unseren gebundenen Resonator. Die Aufnahme von oszillatorischer Energie kann in zweierlei Weise erfolgen: erstens kann der Resonator einer über ihn hinwegziehenden elektromagnetischen Welle bei Resonanz durch Absorption Energie entziehen; zweitens kann er durch den Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Moleküle einen Teil von deren kinetischer Energie in oszillatorischer Form in sich aufnehmen, wie aus den Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen zu folgern ist. Ebenso kann die Abgabe von oszillatorischer Energie von seiten des Resonators in zweierlei Weise vor sich gehen: erstens kann der gebundene Resonator seine oszillatorische Energie in Form einer elektromagnetischen Welle ausstrahlen, wie aus der Tatsache der Emission folgt; zweitens kann beim Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Moleküle seine oszillatorische Energie in kinetische Energie der Träger (Moleküle) sich verwandeln, wie hypothetisch angenommen oder aus der Tatsache der Wärmewirkung des Lichtes gefolgert werden mag. Die chemische Absorption des Lichtes (vgl. die vorhergehende Mitteilung) und ebenso die thermische Absorption an freien Elektronen sei hier außer Betracht gelassen und ausschließlich die wechselweise Transformation von oszillatorischer Energie gebundener Resonatoren (negativer Elektronen) und von kinetischer Energie ihrer Träger (Atome, Moleküle) diskutiert.

Aus der Kombination der zwei gemachten Voraussetzungen seien nunmehr Folgerungen gezogen. Im Vorbeigehen sei zunächst folgender Hinweis gegeben. Da sich einerseits die ungeordnete thermisch-kinetische Energie der Moleküle bei Zusammenstößen in oszillatorische Energie der an sie gebundenen Resonatoren, andererseits deren oszillatorische Energie bei Zusammenstößen ihrer Träger in kinetische Energie derselben zu verwandeln vermag, so muß in einem energetisch abgeschlossenen Volumen (bei Ausschluß potentieller Energie) ein Gleichgewichtszustand sich herstellen in der Verteilung der transformierbaren Energie auf die möglichen Frequenzen der Resonatoren und auf die möglichen Geschwindigkeiten ihrer Träger. Berechnet man die Verteilung unter der Annahme, daß die wirkliche Verteilung die wahrscheinlichste sei, so hat man hierbei das Quantengesetz zu berücksichtigen[2]).

Die Verwandlung von Lichtenergie in Wärme bei der Absorption durch gebundene Elektronen zerfällt nach unseren Voraussetzungen in den Vorgang der Absorption der in einer bestimmten Richtung strömenden Lichtenergie durch gebundene Resonatoren und in den Vorgang der Verwandlung oszillatorischer Resonatorenenergie in ungeordnete kinetische Energie der Moleküle bei deren Zusammenstößen. Zwischen dem Moment der Absorption einer gewissen Menge strahlender Energie und der Erreichung eines stationären Zustandes in der Verteilung derselben in die ungeordnete kinetische Form, entsprechend einer bestimmten Temperaturerhöhung, vergeht eine gewisse Zeit. In den Anfang dieser Zeit, in die erste Phase dieser Umwandlung strahlender Energie, fällt der Zerstäubungseffekt des Lichtes. Hat nämlich ein Resonator aus der über ihn hinwegziehenden elektromagnetischen Welle die Energiemenge $zhn = zh\frac{c}{\lambda}$ in oszillatorischer Form, speziell ein Lichtquantum ($z = 1$), aufgenommen, so kann bei einem Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Molekül entweder keine Verwandlung von oszillatorischer in kinetische Energie erfolgen, oder es muß gemäß dem Quantengesetz gleich die ganze Energiemenge hn in kinetische Energie der zwei zusammenstoßenden Moleküle transformiert werden. Nimmt nur das eine Molekül diese Energie auf, so beträgt seine kinetische Energie nach dem Zusammenstoß $\frac{1}{2}mv^2 = hn$, wenn die kinetische Energie der Moleküle vor dem Zusammenstoß als klein neben jener vernachlässigt werden darf. Oder mit anderen Worten: hat der elektromagnetische Resonator eines Moleküls die elektromagnetische Energie hn absorbiert, so kann unmittelbar nach dem Zusammenstoß seines Trägers im Maximum an einem einzelnen Molekül die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2 = hn$ auftreten. Die Geschwindigkeit v kann offenbar alle möglichen Richtungen in bezug auf die Strahlrichtung des absorbierten Lichtes haben. Hat nun die Absorption des Lichtes in der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers statt und ist die Richtung von v von der Oberfläche weg nach dem angrenzenden Gasraum zu orientiert, so wird das Molekül, welches infolge der Lichtabsorption die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2 = hn$ gewonnen hat, aus der Oberfläche des Körpers herausfliegen und in den angrenzenden Gasraum übertreten, wenn $\frac{1}{2}mv^2$ größer ist als die Arbeit, welche beim Austritt aus der Oberfläche entgegen anziehenden Kräften zu leisten ist. Und indem in dieser Weise viele Moleküle des absorbierenden festen oder flüssigen Körpers dank der durch Lichtabsorption gewonnenen kinetischen Energie unmittelbar nach den ersten Zusammenstößen aus der Körperoberfläche her-

1) Diese Zeitschr **9**, 767, 1908.

2) Vgl. M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906; A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 132, 1905; **20**, 199, 1906.

austreten, bevor ihre große kinetische Energie thermodynamisch auf viele kleinere Geschwindigkeiten verteilt wird, hat eine Verringerung der Zahl der Moleküle und somit der Masse des absorbierenden Körpers statt, oder mit anderen Worten eine Zerstäubung der dünnen absorbierenden Oberflächenschicht. Insofern die hierbei aus der absorbierenden Oberfläche herausfliegenden Moleküle eine größere Geschwindigkeit besitzen, als der Temperatur der unmittelbaren Umgebung entspricht, kann man jenen Vorgang auch als eine Emission von Atomstrahlen[1]) (Molekülstrahlen) infolge von Lichtabsorption bezeichnen, wobei die emittierten materiellen Strahlen elektrisch neutral oder positiv geladen sein können.

Man übersieht sofort, daß ein Molekül, wenn die eben beschriebene Abgabe von Resonatorenenergie dem Quantengesetz folgt, eine so große kinetische Energie gewinnen kann, wie zur Leistung der Arbeit beim Austritt aus der festen oder flüssigen Oberfläche notwendig ist. Ist nämlich die Wellenlänge der von einem gebundenen Resonator absorbierten Strahlung $\lambda = 300\,\mu = 3 \cdot 10^{-5}$ cm, so kann bei dem Zusammenstoß seines Trägers ein Molekül eine kinetische Energie von $6{,}55 \cdot 10^{-12}$ Erg gewinnen; diesen Betrag nimmt die mittlere kinetische Energie des Moleküls im thermodynamischen Zustande erst bei einer Temperatur von 30000^0 an.

Sodann liegt auf der Hand, daß bei gleicher Menge absorbierter Lichtenergie die von der absorbierenden Oberflächenschicht emittierte Menge von Molekülen um so größer sein wird, je größer die Frequenz der absorbierten Wellenlänge ist. Denn mit wachsender maximaler kinetischer Energie $\frac{1}{2} m v^2 = h n$ können die erzeugten Atomstrahlen aus größerer Tiefe der absorbierenden Schicht bis zur Oberfläche und bei größerer Neigung ihrer Richtung gegen die Normale der Oberfläche aus dieser heraus in den angrenzenden Gasraum übertreten.

Es sei noch eine obere Grenze für die von Licht zerstäubte Menge eines Körpers unter folgenden günstigsten Annahmen berechnet. Erstens soll die Absorption des Lichtes nur durch gebundene Resonatoren erfolgen und nicht von chemischer Absorption (lichtelektrischem Effekt u. a.) begleitet sein; ferner soll sie in einer ganz dünnen Schicht an der Oberfläche so gut wie vollständig sein, weiter sollen die Atomstrahlen, welche in einem räumlichen Winkel von $\frac{\pi}{2}$ um die Oberflächen-Normale emittiert werden, alle dauernd die Oberfläche verlassen. Endlich soll angenommen werden, daß die Energie, welche vom Lichtbogen oder Funken zwischen 300 und 180 $\mu\mu$ emittiert wird, auf die mittlere Wellenlänge 240 $\mu\mu$ konzentriert sei. Wird dann in dieser Wellenlänge 1 g cal $= 4{,}19 \cdot 10^7$ Erg absorbiert, und zwar von jedem Resonator immer nur ein Lichtquantum, so gehen von der absorbierenden Oberfläche

$$N = \frac{4{,}19 \cdot 10^7 \cdot 2{,}4 \cdot 10^{-5}}{8 \cdot 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 6 \cdot 10^{17}$$

oder, da das Gramm-Molekül $6{,}17 \cdot 10^{23}$ Individuen umfaßt, 10^{-6} Gramm-Moleküle fort. Sind die zerstäubten Moleküle Goldatome, so beträgt der Gewichtsverlust eines bestrahlten Goldblättchens für 1 g cal absorbierter Energie 0,197 mg.

Die Strahlung des kondensierten Funkens in 10 cm Abstand betrage zwischen 300 und 180 $\mu\mu$ ungefähr $1 \cdot 10^{-4}$ g cal sec^{-1} cm^{-2}, diejenige von 1 cm Länge der Quecksilberlampe von Heraeus bei voller Belastung $1 \cdot 10^{-3}$ g cal sec^{-1} cm^{-2}, dann zerstäubt während einer Stunde das ultraviolette Licht des Funkens weniger als 0,07 mg, das ultraviolette Licht der Quecksilberlampe weniger als 0,7 mg Gold.

Da oben die zerstäubende Wirkung des Lichtes als eine Emission positiver oder neutraler Atomstrahlen gedeutet wurde, so sei hier noch zum Vergleiche mit den Kanalstrahlen angegeben, welche Spannungsdifferenz ein positives einwertiges Ion ($\varepsilon = 4{,}6 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.) frei durchlaufen müßte, um eine kinetische Energie zu gewinnen, welche gleich derjenigen eines durch das Licht erzeugten Atomstrahls ist. Die Wellenlänge der absorbierten Strahlung sei 250 $\mu\mu$, dann beträgt die maximale kinetische Energie eines von ihr erzeugten Atomstrahls (bei Vernachlässigung der Austrittsarbeit)

$$\frac{1}{2} m v^2 = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{2{,}5 \cdot 10^{-5}} = 7{,}8 \cdot 10^{-12} \text{ Erg}$$

und demnach die frei zu durchlaufende Spannungsdifferenz $V = \frac{7{,}8 \cdot 10^{-12} \cdot 300}{4{,}6 \cdot 10^{-10}} = 5{,}1$ Volt.

§ 3. **Versuch des Nachweises der Emission positiver Atomstrahlen infolge von Absorption ultravioletten Lichtes.** — Wie bereits oben bemerkt wurde, kann die Absorption des Lichtes sowohl positive wie neutrale Atomstrahlen zur Emission bringen; das erste ist der Fall, wenn die Lichtenergie in einer Serienlinie (negatives Ringelektron[1])), das zweite, wenn sie in einer Bandenlinie (negatives Valenzelektron) absorbiert wird. Ist die Emission positiver Atomstrahlen nicht begleitet von einer gleich intensiven oder intensiveren Emission negativer Elektronstrahlen (gemessen in

1) Die Bezeichnung „Atomstrahl" ist der Nomenklatur entnommen, welche ich in der Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 752, 1908 gelegentlich einer Diskussion über die zerstäubende Wirkung der Kanalstrahlen für die verschiedenen Arten materieller Strahlen vorgeschlagen habe.

1) Bezüglich der Bezeichnungen „Ring- und Valenzelektron" vgl. diese Zeitschr. **8**, 881, 1907; **9**, 85, 1908.

elektrischer Stromstärke), so lädt sich der Licht absorbierende, Atome emittierende Körper negativ bis zu einer Potentialdifferenz, welche die positiven Atomstrahlen gerade wieder zurückzutreiben vermag. Bei den Metallen, z. B. bei Gold, bringt das ultraviolette Licht den lichtelektrischen Effekt (Emission von Kathodenstrahlen) hervor; will man darum bei ihnen den hypothetischen negativen Ladungseffekt infolge der Emission positiver Atomstrahlen beobachten, so muß man die emittierten Kathodenstrahlen sämtlich wieder durch ein geeignetes Magnetfeld auf den emittierenden Körper zurückführen. Diese Überlegung lag folgendem Versuch zugrunde, welchen ich im Physikalischen Institut der Universität Greifswald anstellte.

Auf eine Messingscheibe (*A*, Fig. 1) von 2 cm Durchmesser war am Rande ein 0,5 cm

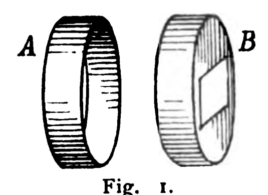


Fig. 1.

hoher zylindrischer Ring aufgenietet, ebenso auf eine zweite gleich große Scheibe (*B*), nur war in diese eine $0{,}8 \times 1{,}5$ cm^2 große Öffnung geschnitten. Die zwei Teile *A* und *B* wurden galvanisch gut vergoldet, dann poliert und sorgfältig gereinigt. Sie wurden in einer Glasröhre bis auf 2 mm Abstand (Fig. 2) einander gegen-

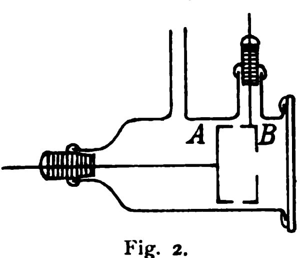


Fig. 2.

übergestellt und mit Bernstein isoliert; *A* wurde mit einem empfindlichen Quadrantenelektrometer verbunden, wobei die Leitung sorgfältig vor Licht und elektrischen Einflüssen geschützt war. Die Glasröhre war an ihrem einen Ende mit einer Quarzplatte verschlossen; durch diese und die Öffnung in *B* hindurch wurde auf *A* mit Hilfe von Quarzlinsen das Bild des Lichtbogens einer Quecksilberlampe aus Quarzglas entworfen. Die Glasröhre, die durch eine Gaede-Pumpe hoch evakuiert wurde, war so zwischen die Pole eines mittelgroßen Elektromagneten gestellt, daß die vertikale Symmetrieebene des Magnetfeldes gerade durch den Zwischenraum zwischen *A* und *B* ging. Durch das horizontale Magnetfeld sollten alle an *A* bez. *B* ausgelösten Kathodenstrahlen wieder auf *A* bez. *B* zurückgeführt werden. Da indes das Magnetfeld nicht homogen war, so wurde diese Absicht leider nicht ganz erreicht. Die Beobachtung der Aufladung von *A* mit Hilfe des Elektrometers lieferte nämlich folgende Resultate. War der Elektromagnet ausgeschaltet, so nahm *A* in 20 Sek. eine beträchtliche positive Ladung infolge der Bestrahlung an. War der Elektromagnet eingeschaltet (mittlere Feldstärke ungefähr 1000 Gauß), so war die Aufladung nur etwa $^1/_{20}$ der zuvor beobachteten, sie war indes immer noch positiv und nach dem Ausschalten des Elektromagneten und der Lampe zeigten sich Ladungseffekte, die durch eine auf der Glaswand befindliche negative Ladung erklärt werden konnten. Daraus war zu schließen, daß ein Teil der emittierten Kathodenstrahlen auf stark gekrümmter Bahn an den magnetischen Kraftlinien entlang aus dem Zwischenraum zwischen *A* und *B* herausgetreten war. Eine Wiederholung dieser Versuche mit einem homogenen Magnetfeld war mir leider nicht möglich. Durch die obigen Beobachtungen ist darum lediglich festgestellt, daß, wenn überhaupt eine Goldfläche bei Absorption ultravioletten Lichtes positive Atomstrahlen emittiert, die emittierte positive Elektrizitätsmenge kleiner ist als $^1/_{20}$ der emittierten negativen Elektrizitätsmenge. Erbringt die verbesserte Wiederholung des obigen Versuches einerseits nicht den Nachweis der Emission positiver Elektrizität, wird andererseits die Zerstäubung des Goldes durch ultraviolettes Licht einwandfrei nachgewiesen, so wäre zu folgern, daß Gold bei Absorption ultravioletten Lichtes neutrale Atomstrahlen emittiert.

§ 4. **Zur Deutung der optischen Sensibilisation.** — Wie oben dargelegt wurde, kann durch den Zusammenstoß eines Moleküls, das ein Lichtquantum absorbiert hat, ein Atom- oder Molekülstrahl erzeugt werden, d. h. es kann einem Molekül eine größere kinetische Energie mitgeteilt werden, als der Temperatur der Umgebung entspricht. Dieser Molekülstrahl kann dann durch seinen Stoß ein anderes zusammengesetztes Molekül dissoziieren, indem dabei seine kinetische Energie ganz oder zum Teil verbraucht und in potentielle chemische Energie verwandelt wird; oder es kann der Molekülstrahl, wenn er aus mehreren Atomen besteht, selbst dissoziiert werden. In diesen Fällen bringt also die thermische Absorption des Lichtes in einer Molekülart durch Vermittlung der von ihr erzeugten Molekülstrahlen chemische Wirkungen an Molekülen hervor, welche gar nicht an der Lichtabsorption beteiligt sind, und zwar ist die erste Phase dieser indirekten oder „thermo-photochemischen" Reaktion eine Dissoziation; auf diese primäre thermophotochemische Reaktion können sekundäre Reaktionen der Dissoziationsprodukte folgen.

Von der in der vorausgehenden Abhandlung charakterisierten direkten photochemischen Reaktion unterscheidet sich die thermophotochemische Reaktion in folgenden Punkten. Jene Reaktion erfolgt an den absorbierenden Valenzelektronen selbst, es wird in ihr die absorbierte Energie direkt in potentielle chemische Energie verwandelt; diese Reaktion erfolgt an Valenzelektronen, welche an der Lichtabsorption gar nicht teilzunehmen brauchen; zwischen der oszillatorischen Lichtenergie und der potentiellen chemischen Energie liegt bei ihr als Mittelglied, die kinetische Energie einzelner Moleküle. Freilich erscheint es auch nicht undenkbar, daß die in einem Molekül erster Art absorbierte Lichtenergie bei einem Zusammenstoß mit einem Molekül zweiter Art direkt zu einer Dissoziation des einen Moleküls führt, ohne daß als Vermittler ein Molekülstrahl auftritt. Auch ist der Spezialfall möglich, daß die Lichtabsorption an Valenzelektronen erster Art eines Moleküls ohne eine Dissoziation derselben erfolgt, und daß dann an Valenzelektronen zweiter Art desselben oder eines gleichartigen Moleküls eine Dissoziation durch die Vermittlung eines Zusammenstoßes hervorgebracht wird. Wesentlich zur Charakteristik der thermophotochemischen Reaktion ist also, daß ein absorbiertes Lichtquantum nicht an dem absorbierenden Valenzelektron, sondern an einem Valenzelektron anderer Art eines gleichartigen oder andersartigen Moleküls in einer Dissoziation durch die Vermittlung eines Stoßes (Molekülstrahls) in potentielle chemische Energie verwandelt wird.

Wie aus dem Quantengesetz mit Notwendigkeit das Auftreten von Molekülstrahlen in der ersten Phase der thermischen Absorption sich folgert, so läßt sich aus ihm auch die Beziehung zwischen der Wellenlänge des absorbierten Lichtes und der Arbeit für die Dissoziation eines Moleküls bei einer primären thermophotochemischen Reaktion ableiten. Ist nämlich diese Dissoziationsarbeit D bezogen auf das einzelne Molekül und wird in der Wellenlänge λ nur ein Lichtquantum absorbiert, so muß, wenn eine thermophotochemische Reaktion eintreten soll,

$$\lambda \leqq h \frac{c}{D} = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{D} = \frac{1{,}96 \cdot 10^{-16}}{D} \text{ cm}$$

sein. Da im allgemeinen nur ein Bruchteil des absorbierten Lichtquantums in die potentielle chemische Energie verwandelt werden dürfte, so wird die für eine indirekte photochemische Reaktion wirksame Wellenlänge im allgemeinen kleiner als $\frac{1{,}96 \cdot 10^{-16}}{D}$ cm sein müssen. Führt man statt D die molekulare Dissoziationswärme q ein, so gilt, wenn die Molekülzahl des Grammmoleküls gleich $6{,}17 \cdot 10^{23}$ gesetzt wird, für die indirekte photochemische Reaktion

$$\lambda < \frac{1{,}96 \cdot 10^{-16} \cdot 6{,}17 \cdot 10^{23}}{q \cdot 4{,}19 \cdot 10^{7}} \text{ oder } \lambda < \frac{2{,}9}{q} \text{ cm.}$$

Die molekulare Bildungswärme des Wassers beträgt 67520 cal. Damit also Wasser in einer thermophotochemischen Reaktion dissoziiert werden kann, muß in fremden Molekülen, welche den Wassermolekülen beigemischt sind, Licht in Wellenlängen absorbiert werden, welche kleiner sind als 420 $\mu\mu$. Je kleiner die Dissoziationswärme einer chemischen Bindung (bezogen auf getrennte Komponenten) ist, desto größer kann die Wellenlänge des von ihr oder von zugesetzten fremden Molekülen absorbierten Lichtes sein, wenn die chemische Bindung in einer thermophotochemischen Reaktion gelöst werden soll.

Im vorstehenden sind lediglich aus den gemachten hypothetischen Voraussetzungen die Konsequenzen gezogen worden. Nun sind in der Tat bereits Erfahrungen bekannt, in denen die eben charakterisierte thermophotochemische Reaktion realisiert zu sein scheint. Wie F. Weigert[1]) entdeckt hat, ist es möglich, gewisse Gasreaktionen, deren einzelne Teilnehmer sichtbares Licht nicht absorbieren, durch den Zusatz eines sichtbares Licht absorbierenden Gases (Chlor) zu veranlassen, ohne daß das „sensibilisierende" Gas selbst in ein Reaktionsprodukt eintritt. In diesen „sensibilisierten photochemischen Reaktionen" scheint mir die oben analysierte thermophotochemische Reaktion vorzuliegen. So wird die Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff durch die Gegenwart von Chlor, wenn es sichtbares Licht absorbiert, beschleunigt, ferner wird unter den gleichen Umständen aus Stickstoff und Wasserstoff etwas Ammoniak gebildet. Nach unserer Auffassung sind diese Reaktionen in eine primäre thermophotochemische Reaktion (Dissoziation von O_2, H_2, N_2 in einzelne Atome) und in sekundäre Reaktionen ($H_2 + O \rightarrow H_2O$, $N + 3H \rightarrow NH_3$) zu zerlegen. Nehmen wir an, daß hierbei die Absorption von $\lambda = 366\,\mu\mu$ (Hg-Lampe) noch wirksam war, so ergibt sich durch Anwendung der obigen Gleichung, daß die Dissoziationswärme q von Wasserstoff und Stickstoff ($H_2 \rightarrow 2H$, $N_2 \rightarrow 2N$) jedenfalls kleiner als 80000 cal sein muß. Ferner wird Ozon durch zugesetztes belichtetes Chlor offenbar deswegen rasch zersetzt, weil entsprechend der kleinen Dissoziationswärme des Ozons ($O_3 \rightarrow O_2 + O$) auch die längeren Wellen des Hg-Bogens in diesem Falle chemisch wirksam sind. Ebenso konnte Weigert die Oxydation des Schwefeldioxyds und die Oxydation der Salzsäure durch den Zusatz von belichtetem Chlor beschleunigen. Auch die von M. Bodenstein[2])

1) F. Weigert, Ann. d. Phys. **24**, 243, 1907; Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 591, 1908.

2) M. Bodenstein, Zeitschr. f. physik. Chemie **22**, 23, 1897.

analysierte Zersetzung des farblosen Jodwasserstoffes durch Sonnenlicht dürfte auf eine Sensibilisation durch etwas Joddampf, welcher ja sichtbares Licht absorbiert, zurückzuführen sein. Weiter ist die beschleunigte Vereinigung von Chlor und Wasserstoff bei Belichtung (Chlorknallgasreaktion) wohl ebenfalls als eine sensibilisierte oder thermophotochemische Reaktion aufzufassen. Endlich dürfte auch die optische Sensibilisation fester und flüssiger Körper, insonderheit die Sensibilisation des Bromsilbers durch anhaftende Farbstoffmoleküle[1]) als eine thermophotochemische Reaktion zu deuten sein.

Es dürfte sich lohnen, die thermophotochemische Reaktion noch unter einem anderen theoretischen Gesichtspunkt zu betrachten. In einem Gase definieren wir den thermodynamischen Zustand der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle durch die Temperatur; unter den für eine bestimmte Temperatur möglichen molekularen kinetischen Energien kommen auch Werte vor, die so groß sind, daß die einzelnen mit ihnen begabten Moleküle durch Stoß einzelne chemische Bindungen von Atomen zu lösen und die entsprechende Dissoziationsarbeit zu leisten vermögen. Je höher die Temperatur ist, desto mehr Moleküle nehmen solche große Werte der kinetischen Energie an, desto häufiger kann darum die Dissoziation der betrachteten chemischen Bindung vorkommen. Da bei dieser thermochemischen Reaktion (Dissoziation) ebenso wie bei der oben charakterisierten Dissoziation durch einen vom Licht erzeugten Molekülstrahl die Dissoziationsarbeit durch den Stoß von Molekülen unter Verbrauch von kinetischer Energie geleistet wird, so habe ich für jene indirekte photochemische Reaktion die Bezeichnung thermophotochemisch gewählt. Durch die Absorption eines Lichtquantums in einem Molekül und den darauf folgenden Zusammenstoß des Moleküls kommt an diesem oder in seiner unmittelbaren Umgebung eine größere molekulare Bewegungsenergie zur Entwicklung, als der Geschwindigkeitsverteilung gemäß der zuvor vorhandenen Temperatur entspricht. Zum Unterschied hiervon kann man den durch die Lichtabsorption unmittelbar nach den ersten Zusammenstößen geschaffenen molekularen Bewegungszustand durch den Ausdruck „optische Temperatur" bezeichnen und sagen, daß in unmittelbarer Umgebung der einzelnen Licht absorbierenden Moleküle eine optische Temperatur herrscht, welche verschieden ist von der „thermischen" Temperatur benachbarter nicht absorbierender Volumenelemente und welche um so höher ist, je kleiner die Wellenlänge des absorbierten Lichtes ist. Von den Orten hoher optischer Temperatur fließt im allgemeinen nach den umgebenden nicht absorbierenden Volumenelementen Energie ab. Demnach darf man ein Medium, in dem an einzelnen Molekülen Lichtabsorption stattfindet, nicht mehr streng als homogen in thermischer Hinsicht betrachten und ihm auch nicht eine Temperatur in gewöhnlichem Sinne (thermisch) zuschreiben. Die „optische" Temperatur tritt an die Seite der „elektrischen" Temperatur (Temperatur der Ionen); diese Bezeichnung[1]) habe ich nämlich bereits vor längerer Zeit für den molekularen Bewegungszustand vorgeschlagen, der sich in einem Körper herstellt, wenn in ihn von außen her materielle Strahlen (Kathoden- oder Kanalstrahlen) eintreten oder in ihm selbst infolge der Gegenwart eines elektrischen Feldes entwickelt werden. Spielen sich in einem Körper, dem eine gewisse optische oder elektrische Temperatur zuzueignen ist, chemische Reaktionen ab, so sind diese und die sich einstellenden Gleichgewichte im allgemeinen nicht mehr als eine Funktion der thermischen Temperatur zu betrachten, welche ein Thermometer (Thermoelement) annimmt, welches von dem elektrisch oder optisch temperierten Körper umgeben wird. So haben kürzlich F. Haber und A. Koenig[2]) nachgewiesen, daß die Stickoxydbildung im Hochspannungsbogen nicht mit der Temperatur in gewöhnlichem Sinne in Zusammenhang zu bringen ist und daß die von ihnen beobachteten Stickoxydgleichgewichte im gekühlten Hochspannungsbogen unter starkem Minderdruck „elektrischen Charakter" besitzen. Daß photochemische Reaktionen nicht unter dem Gesichtspunkt der thermischen Temperatur betrachtet werden können, ist bekannt.

1) An einer früheren Stelle (diese Zeitschr. 8, 248, 1907) habe ich eine andere Erklärung für die optische Sensibilisation photographischer Platten versucht. Da nämlich einerseits alle bekannten Sensibilisatoren für photographische Platten Benzolderivate sind, da andererseits alle Benzolderivate, in denen der Benzolring nicht reduziert ist, sichtbar oder unsichtbar fluoreszieren, so lag es nahe, anzunehmen, daß die Ursache der Sensibilisation eine mit der Absorption verbundene Fluoreszenz sei. Nachdem ich jedoch unterdes erkannt habe, daß die sensibilisierenden Benzolderivate außer dem Benzolring einen Chromophor enthalten und daß die Absorption des Lichtes gerade in dessen nach kürzeren Wellen laufenden Banden ohne direkte Erregung von Fluoreszenz erfolgt, halte ich jenen Erklärungsversuch nicht für zutreffend. Vgl. hierzu diese Zeitschr. 9, 481, 661, 1908.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1903, S. 422; Ann. d. Phys. 14, 506, 1904.

2) F. Haber und A. Koenig, Zeitschr. f. Elektroch. 14, 689—700, 1908.

(Eingegangen 5. November 1908.)

Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths[1]).

Von C. Fritsch.

Die folgende kleine Zusammenstellung wurde veranlaßt durch eine Unrichtigkeit in Rowlands

1) Astronomy and Astro-Physics 12, 321, 1893 und Phil. Mag. (5) 36, 49—75, 1893.

Tabellen, die offenbar infolge eines Schreibfehlers entstanden ist.

In Rowlands New table sind bei mehreren Thalliumlinien die chemischen Symbole *Tl* und *Th* verwechselt und so die betreffenden Wellenlängen als dem Thorspektrum angehörend bezeichnet.

Da dieses Versehen sich in mehrere Tabellenwerke verschleppt hat, dürfte ein Hinweis begründet erscheinen.

In Watts „Introduction to the study of spectrum analysis" und in dessen „Index of spectra", sowie in Kaysers Handbuch der Spectroscopie, Bd. I, ist der Fehler mit abgedruckt, während in Dufets „Recueil de données numériques" (optique I) schon eine Korrektur stattgefunden hat.

In Landauers „Spektralanalyse"[1]) sind vier Thalliumlinien in die Thalénschen Bestimmungen des Thorspektrums eingeordnet.

Die folgende Tabelle enthält in der ersten Kolonne die Wellenlängen aus Rowlands „Preliminary table of solar spectrum wave-lengths" mit den von Rowland selbst gegebenen Zeichen der Zugehörigkeit. Die mit einem * versehenen können wegen der Übereinstimmung der Wellenlängen Rowlands mit den Beobachtungen anderer an irdischen Lichtquellen vielleicht als Thalliumlinien angesehen werden.

	R. ⊙	K. u. R.	E. u. H.	R.-Bogen
5528	297*	3		
5350	688*	65		670[2])
3775	849 *Tl*	87	89	869
3653			10	
3529	495*	58	52	547
3519	239 *Tl*?	39	38	342
3230	708*		7	
3229	911 *Fe*?	88	89	
3229	999 *Tl*[3])			
2978		05		

Die zweite Kolonne enthält die Wellenlängenbestimmungen des Thalliumspektrums von Kayser und Runge, soweit sie hier in Betracht kommen. Bei denselben ist wohl jeder Zweifel über die Zugehörigkeit ausgeschlossen, da dieselben Linien außer einer auch von Hartley und Adeney, Liveing und Dewar und Thalén als zum Thalliumspektrum gehörend bezeichnet sind und auch weil sie zum Teil durch die betreffende Serienformel dargestellt werden können.

Die dritte Kolonne enthält die neueren Messungen des Bogenspektrums von Exner und Haschek und die vierte die von Rowland im Bogen gemessenen Thalliumlinien der New table, die durch das beigesetzte „*Th*" irrtümlich als Thorlinien bezeichnet sind.

Merkwürdigerweise ist die hervortretendste (grüne) Linie des Thalliumspektrums 5350, die mit den anderen Messungen eine ganz gute Übereinstimmung zeigt, von Rowland nicht besonders charakterisiert.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 24. Oktober 1908.)

1) Braunschweig 1896.
2) Nach Rowland ein Triplet.
3) 3230,01 nach Kayser und Runge eine *Fe*-Linie.

Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts.

(Zweite Mitteilung.)

Von R. v. Hirsch.

In einer ersten Mitteilung über diesen Gegenstand[1]) war der Fresnelsche Mitführungskoeffizient des Lichts in Übereinstimmung mit der Erfahrung und mit bestehenden Theorien, jedoch auf wesentlich abweichendem Wege abgeleitet worden. Die Rechnung beschränkte sich auf den Fall senkrechter Inzidenz des Lichts.

In diesem zweiten Teil wird das allgemeinere Problem schiefen Lichteinfalls auf vollständig die gleiche Weise behandelt. Dabei ergibt sich ein Resultat, welches die bestehenden Theorien nicht kennen. Da dasselbe obendrein einer experimentellen Prüfung zugänglich sein dürfte, so erscheint die Durchrechnung des allgemeinen Falles am Platze.

Zunächst erfordert jedoch eine Stelle der ersten Mitteilung eine Berichtigung, welche durch Ungenauigkeit des Ausdrucks und mehrere Druckfehler in den Gleichungen entstellt ist. Die betreffende Stelle (Seite 497 letzte Zeilen) sollte richtig folgendermaßen lauten:

Für senkrechten Einfall ist

$$R = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2$$

$$R' = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2'} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2 \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right);$$

denn Lichtintensitäten werden durch das Produkt der Amplitudequadrate mit den Schwingungszahlen gemessen, das Amplitudeverhältnis bei der Reflexion ist aber nach Fresnel $= \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}$, das Verhältnis der Schwingungszahlen im Fall der Ruhe $= 1$, im Fall der Bewegung $\frac{1+\beta}{1-\beta}$.

1) Diese Zeitschr. 9, 495, 1908.

Man hat also

$$p = 2\mathfrak{S}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2 \text{ für ruhende Flächen,}$$

$$p' = 2\mathfrak{S}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2'} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2 \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^2 \text{ für bewegte}$$

Flächen.

usw.

Durch Gleichsetzen $p = p'$ folgt dann unten die ebenfalls fehlerhaft gedruckte Gleichung:

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2'} + 1} \frac{1+\beta}{1-\beta} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1}.$$

Das Folgende ist dann richtig.

Um nun den Fall schiefer Inzidenz des Lichts zu behandeln, knüpfen wir an die Gleichung des ersten Teils für die mechanische Kraft an:

$$K = \frac{1}{c^2}\int dS \left\{ \varepsilon\mu \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t} + (v\nabla)\varepsilon\mu\mathfrak{S} + (\varepsilon\mu\mathfrak{S}\nabla)v + [\varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{curl}\,v] + \varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{div}\,v \right\}$$

und wiederholen die dortige Entwicklung vollständig, jedoch für einen Einfallswinkel φ des Lichts.

Da auch jetzt bei der Brechung an einer ebenen Fläche, die $\perp x$ stehe, die Differentialquotienten nach y und z verschwinden, so zerfällt die Gleichung in

$$\left|\begin{aligned} c^2 K_x &= \int \left[v_x \frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_x)}{\partial x} + 2(\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial v_x}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S} \frac{\partial v_y}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_z)\frac{\partial v_z}{\partial x}\right] dS \\ c^2 K_y &= \int \left[v_x \frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_y)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial v_x}{\partial x}\right] dS \\ c^2 K_z &= \int \left[v_x \frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_z)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_z)\frac{\partial v_x}{\partial x}\right] dS. \end{aligned}\right.$$

Legt man die y-Achse in die Einfallsebene, so werden $\mathfrak{S}_z$ und $v_z = 0$. Also

$$\left|\begin{aligned} c^2 K_x &= \int \left[\frac{\partial(v_x\varepsilon\mathfrak{S}_x)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial v_x}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial v_y}{x}\right] dS \\ c^2 K_y &= \int \frac{\partial(v_x\varepsilon\mathfrak{S}_y)}{\partial x} dS \\ c^2 K_z &= 0. \end{aligned}\right.$$

Da v und $\mathfrak{S}$ gleichgerichtet sind, so ist auch

$$c^2 K_y = \int \frac{\partial}{\partial x}(v_y \varepsilon \mathfrak{S}_x)\, dS$$

$$= \int \mathfrak{S}_x \frac{\partial(v \sin\varphi\, c^2/v^2)}{\partial x}\, dS$$

$$K_y = \int \mathfrak{S}_x \frac{\partial \frac{\sin\varphi}{v}}{\partial x}\, dS = 0 \text{ wegen des Brechungs-}$$

gesetzes.

Endlich

$$c^2 K_x = \int \left[\mathfrak{S}_x \frac{\partial(v\varepsilon\cos\varphi)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial(v\cos\varphi)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial(v\sin\varphi)}{\partial x}\right] dS$$

$$= \int \left[\mathfrak{S}_x \frac{\partial(v\varepsilon)}{\partial x}\cos\varphi - \mathfrak{S}_x v\varepsilon\sin\varphi + \varepsilon\mathfrak{S}\frac{\partial v}{\partial x}(\cos^2\varphi + \sin^2\varphi)\right] dS$$

$$= \int \left[\mathfrak{S}\cos^2\varphi\left(v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + \varepsilon\frac{\partial v}{\partial x}\right) - \mathfrak{S}_x v\varepsilon\sin\varphi + \varepsilon\mathfrak{S}\frac{\partial v}{\partial x}\right] dS$$

$$= \int \left[\mathfrak{S}\left(v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + 2\varepsilon\frac{\partial v}{\partial x}\right) - \mathfrak{S}\sin\varphi\frac{\partial}{\partial x}(v\varepsilon\sin\varphi)\right] dS$$

$= 0$, da beide Summanden, wie früher gezeigt, verschwinden.

Es übt also auch hier der durchgehende Teil des Lichts keine Kraft aus.

Indem man nun die frühere Entwicklung vollständig wiederholt, erreicht man die Gleichung:

$$p = \frac{2\mathfrak{S}_x}{c} R = p' = \frac{2\mathfrak{S}_x}{c} R' \frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}.$$

Dabei ist angenommen, daß Bewegungsrichtung der brechenden Fläche und Flächennormale zusammenfallen; eine Beschränkung der Allgemeinheit liegt hierin nicht, da keine tangentiellen Kräfte bestehen, also eine Bewegung der Fläche in ihrer Ebene für die Brechung einflußlos ist.

Setzt man nun aber für R, R' die Werte nach **Fresnel** ein, so werden dieselben bekanntlich von der Polarisationsebene des Lichts abhängig; daher wird auch der Brechungsexponent des bewegten Mediums, ε', verschieden je nach Lage der Polarisationsebene, d. h. **das bewegte Medium verhält sich doppelbrechend.**

Wir berechnen ε' für die beiden Hauptfälle senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Lichts, die wir durch die Indizes s und p unterscheiden, setzen wieder $\varepsilon_1 = 1$ und können dann den Index 2 in ε_2 weglassen.

Wir erhalten dann:

$$\text{I. } \left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon}\cos\chi} - 1\right) : \left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon}\cos\chi} + 1\right) =$$

$$\left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon_s'}\cos\chi'} - 1\right) : \left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon_s'}\cos\chi'} + 1\right)\left(\frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}\right)$$

worin χ den Brechungswinkel bedeutet.

Hieraus folgt durch einige Umformung unter Verzicht auf Größen der Ordnung β^2

$$\cos\chi' \sqrt{\varepsilon_s'} = \sqrt{\varepsilon}\cos\chi + \beta(\cos^2\varphi - \varepsilon\cos^2\chi)$$

und nach Elimination der Winkel χ' und χ mittels des Brechungsgesetzes

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(1 - \beta\frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right).$$

II. Ebenso erhält man

$$\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right) : \left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right) =$$

$$\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi'} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}\right) : \left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi'} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}\right)\left(\frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}\right),$$

und hieraus

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_p'}}{\cos\chi'} = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos\chi} + \frac{\beta}{\cos^2\chi}(\cos^2\chi - \cos^2\varphi\,\varepsilon)$$

und endlich

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(1 - \beta\frac{\left[1 - \varepsilon + \sin^2\varphi\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right)\right]\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}}{\varepsilon(\varepsilon - 2\sin^2\varphi)}\right).$$

Für wachsendes φ nähern sich sowohl $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}}$ als $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}$ dem Wert $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$; $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}}$ wird $= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ für $\sin\varphi = \sqrt{\varepsilon}$, d. h. für den Winkel der totalen Reflexion; $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}$ wird $= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ für $\operatorname{tg}\varphi = \sqrt{\varepsilon}$, d. h. für den Polarisationswinkel.

Bei dieser Berechnung ist wiederholt von dem gewöhnlichen Brechungsgesetz Gebrauch gemacht worden, obwohl sich herausstellt, daß das bewegte Medium sich doppelbrechend verhält. Man sieht aber leicht ein, daß diese Vernachlässigung erlaubt ist, solange man sich im Resultat auf eine erste Annäherung beschränkt.

Für den Einfall unter dem Polarisationswinkel wird

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}} = \beta\frac{\varepsilon - 1}{\sqrt{(\varepsilon+1)\varepsilon}};$$

für Wasser als brechendes Medium hat dieser Ausdruck nahezu den gleichen numerischen Wert, wie der Unterschied der Brechungsexponenten von ruhendem und bewegtem Wasser bei senkrechtem Einfall. Die Doppelbrechung müßte daher im Fizeauschen Versuch nachweisbar sein, wenn es gelingt, denselben für derartig schiefe Inzidenz durchzuführen.

München, Oktober 1908.

(Eingegangen 22. Oktober 1908.)

Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung.

Von W. Ritz.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) erschienenen Mitteilung „Zur Strahlungstheorie" kommt Herr H. A. Lorentz zum Schluß, daß die von Jeans[2]) und ihm[3]) entwickelte Theorie der „schwarzen Strahlung" mit der Erfahrung nicht vereinbar sei; da nun aber die Ableitung der Strahlungsformel auf diesem Wege nur hinfällig werden könne, wenn an den elektromagnetischen Grundgesetzen wesentliche Änderungen angebracht würden, so ergebe sich daraus die Notwendigkeit solcher Änderungen, und zwar müsse, im Sinne der Planckschen Theorie, irgend etwas einem Zeit-Energie-Atom Ähnliches in die Theorie aufgenommen werden.

Bei der großen Wichtigkeit dieser Frage, und bei den Schwierigkeiten, die, wie Herr H. A. Lorentz zeigt, auch bei Einführung des Planckschen Atoms noch fortbestehen, sei es gestattet, auf einen Fehler der Jeans-Lorentzschen Theorie hinzuweisen, der gerade den wesentlichen Punkt des Beweises betrifft, womit dieser hinfällig wird.

Der Ansatz für die elektrischen und magnetischen Kräfte, der in jenem Beweise gemacht wird, ist zu allgemein; er widerspricht den Formeln der retardierten Potentiale, denen jede physikalisch zulässige Lösung der Grundgleichungen genügen muß. Durch diese Bedingung werden aber gerade die Koordinaten des freien Äthers, die Herr Lorentz (l. c.) mit q_3, q_3' bezeichnet, in ihrer Anzahl außerordentlich beschränkt. Diese Koordinaten aber sind es, die schließlich die Strahlungsformel bestimmen; und der Widerspruch der Theorie mit der Beobachtung wird gerade dadurch bedungen, daß diese Koordinaten, die unendlich zahlreich sind, auf Grund eines dem Boltzmannschen Satze der gleichen Verteilung der Energie auf die verschiedenen Freiheitsgrade ganz analogen, die gesamte Energie des Systems an sich zu ziehen bestrebt sind.

Bekanntlich lassen sich die elektromagnetischen Grundgleichungen der Lorentzschen Theorie durch Einführung der Potentiale unter die gemeinsame Form bringen

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \Delta f = \varphi(x, y, z, t), \qquad (1)$$

wo c = Lichtgeschwindigkeit, φ eine gegebene Funktion von $xyzt$ bedeuten, und f im Unend-

1) Diese Zeitschr. **9**, 562, 1908.
2) Proc. Roy. Soc. **76**, 296, 545, 1906.
3) H. A. Lorentz, Le partage de l'énergie entre la matière pondérable et l'éther. Conférence tenue au congrès de Rome (Roma, Tipografia della R. Accad. dei Lincei), avril 1908.

lichen verschwindet. Die allgemeine Lösung dieser Gleichung, etwa nach der Poissonschen Methode, involviert zwei willkürliche Funktionen von xyz, nämlich die Werte von f und $\frac{\partial f}{\partial t}$ für die Anfangszeit t_0. Partikuläre Lösungen derselben sind:

$$f_1(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x' y' z', t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx'\, dy'\, dz';$$

$$f_2 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x' y' z', t + \frac{r}{c}\right)}{r} dx'\, dy'\, dz';$$

$$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2,$$

ferner beliebige lineare Kombinationen aus f_1 und f_2 der Form $f_3 = f_1 a_1 + f_2 a_2$ wo $a_1 + a_2 = 1$; endlich

$$f_4 = \frac{-1}{4\pi^2}\int \frac{\varphi(x' y' z' t')\, dx'\, dy'\, dz'\, dt'}{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 - (t - t')^2 c^2}.$$

Die Lösung f_1 entspricht divergenten Wellen, f_2 konvergenten, aus dem Unendlichen kommenden, f_3 beiden Arten; wieder andere Lösungen würden Wellen entsprechen, die gegen Punkte des reinen Äthers, wo $\varphi = 0$ ist, konvergieren oder von solchen divergieren; in f_4 ist die Auflösung in Wellen, die nach den Kirchhoffschen und Poissonschen Sätzen stets in unendlich vielen Weisen geschehen kann, nicht vorgenommen. Die Erfahrung lehrt, daß ausschließlich die Lösung f_1 in Betracht komme, und die Maxwell-Lorentzsche Theorie setzt dies ausdrücklich voraus. Wie notwendig diese Einschränkung ist, geht schon daraus hervor, daß ebenso wie bei der Lösung f_1 ein Körper, dessen Elektronen akzeleriert sind, Energie ausstrahlt, so daß in großer Entfernung der Poyntingsche Vektor nach außen gerichtet ist, bei f_2 (Vertauschung von c mit $-c$) dieser Vektor sein Vorzeichen ändert, der Körper somit Energie aus dem Unendlichen empfängt, ohne daß irgendein anderer Körper ein entsprechendes Quantum Energie verliert. Ein solcher Körper, welcher in dieser Weise dauernd Energie aus dem Äther zu entnehmen fähig wäre, müßte ein Perpetuum mobile genannt werden und ist physikalisch unmöglich.

Um nun solche, allen Bedingungen — auch den Bedingungen im Unendlichen — genügende Lösungen, die trotzdem unmöglich sind, auszuschalten, hat man den zunächst noch willkürlichen Anfangszustand in geeigneter Weise einzuschränken. Die notwendige und hinreichende Bedingung, damit f_1 in allen Zeiten gelte, ist, daß es zur Zeit $t = t_0$ und $t = t_0 + dt$ gelte. Daß diese Anfangsbedingung aber im Maxwellschen Vorstellungskreis keinerlei vernünftigen Sinn hat, ist einleuchtend und man hat sie daher durch andere zu ersetzen gesucht. Nimmt man, wie es meist geschieht, an, daß zur Zeit t_0 in großen Entfernungen das Feld gleich Null ist, so folgt allerdings für spätere Zeiten die Formel f_1; für frühere aber die unzulässige Formel f_2. Ferner ist nun die Gültigkeit auch von f_1 einer ganz unnötigen Einschränkung unterworfen (Feld $= 0$ für $t = t_0$), welcher z. B. die gleichförmige Translation nicht genügt. Endlich bringt es der Charakter der Gleichung (1) als einer hyperbolischen Differentialgleichung mit sich, daß, wenn die Anfangsbedingung nur sehr angenähert erfüllt ist (was ja allein sich konstatieren ließe), daraus keineswegs folgt, daß die Formel f_1 mit einer ähnlichen Annäherung gelte: es könnten z. B. konvergente Wellen, die zur Zeit t_0 sehr schwach und fern sind, zu einer späteren Zeit an einem gegebenen Punkt des Raumes einen beliebigen endlichen Wert annehmen.

Ebensowenig ertragen die andern bisher vorgeschlagenen Zusatzbedingungen eine genaue Kritik[1]); der Übergang von den reversiblen Differentialgleichungen zu den retardierten Potentialen, durch welchen erst die Irreversibilität in die Elektrodynamik eingeführt wird, läßt sich auf dem Boden der Maxwellschen Anschauungen allein nicht finden. Es ist also wichtig zu konstatieren, daß der vollständige Ausdruck der Strahlungsgesetze und überhaupt der Maxwell-Lorentzschen Theorie nicht die Differentialgleichungen sind, sondern die Elementarwirkungen, die sich durch Einführung der retardierten Potentiale in den Lorentzschen Ausdruck der ponderomotorischen Kraft ergeben. In dieser Form sind auch der elektrische und der magnetische Vektor eliminiert, welche ja nie direkt beobachtet werden können, sondern bloß die Rolle mathematischer Hilfsfunktionen spielen[2]), während die eigentlichen Aussagen der Theorie sich nur auf die Größen Raum, Zeit und elektrische Ladungen beziehen.

Zur Ableitung der Strahlungsformel stellen sich nun Jeans und Lorentz einen parallelepipedischen, durch spiegelnde Wände begrenzten Hohlraum vor, in dem sich ein Körper K befindet; die elektrischen und magnetischen Kräfte im Innern werden als Funktionen von x, y, z in Fourierreihen entwickelt, deren Koeffizienten Funktionen der Zeit sind und die Rolle Lagrangescher Koordinaten spielen, für welche die Differentialgleichungen aus dem Hamilton-

1) Über diese und andere schwache Seiten der Maxwell-Lorentzschen Theorie vergleiche man die Arbeit des Verf.: Recherches critiques sur l'électrodynamique générale, Ann. de phys. et de chimie 8e série, **13**, 145—275, février 1908.

2) Loc. cit., S. 2.

schen Prinzip abgeleitet werden können. Bei diesem Ansatz ist die wesentliche Bedingung der Darstellbarkeit durch retardierte Potentiale nicht berücksichtigt; diese Bedingung schaltet aber, wie oben hervorgehoben, aus den Anfangszuständen eine unendliche, durch zwei willkürliche Funktionen von xyz und somit durch unendlich viele Parameter darstellbare Mannigfaltigkeit von Zuständen des Äthers als unzulässig aus. Sie erfordert insbesondere, daß die Kräfte konstant bleiben, wenn die elektrischen Ladungen dauernd ruhen. Dies ist dagegen nach den partiellen Differentialgleichungen nicht notwendig der Fall: man wird stets noch eine Lösung der homogenen Gleichung $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ hinzufügen können, die im vorliegenden Falle den Randbedingungen an den spiegelnden Wänden genügen muß, und sich somit als Gesamtheit der elektrischen Eigenschwingungen des Hohlraumes (ohne den Körper K) ergibt. Solche Lösungen erscheinen in der Jeans-Lorentzschen Ableitung, wie Lorentz (l. c., S. 14) hervorhebt, als zulässig, was sie nicht sollten. Vielmehr müßten die unendlich vielen Parameter, die sie involvieren (Koeffizienten der Entwicklung der allgemeinen Lösung von $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ nach den Eigenschwingungen des Hohlraumes, also in eine Fourierreihe), dauernd Null sein. Diese unendlich vielen Parameter des „reinen Äthers" aber gerade sind es, die nach dem Satz der gleichmäßigen Verteilung der Energie auf die Freiheitsgrade, die ganze Energie zu absorbieren und auf die kürzesten Wellenlängen zu verteilen bestrebt sind. **Die Jeans-Lorentzsche Theorie ist also unzulässig.**

Man könnte einwenden, die eben besprochene, nach Fourierreihen entwickelte Lösung lasse sich auffassen als „retardierte" Kräfte, herrührend von den Elektronen der spiegelnden Wände. Da aber vollkommen spiegelnde Wände unendlich viele Leitungselektronen in denselben voraussetzen, so sind sie eben aus diesem Grunde hier als unzulässige Abstraktion zu verwerfen, da in Wirklichkeit die Anzahl der Freiheitsgrade des Körpers K (bzw. die Zahl der darin befindlichen Elektronen) und der des Spiegels nicht als unendlich verschieden betrachtet werden dürfen und es gerade hierauf ankommt. Ist die Anzahl der Elektronen des Spiegels sehr groß, so wird allerdings der Ansatz Jeans-Lorentz gültig bleiben, aber nur für Eigenschwingungen des Hohlraumes, für welche die in Wirklichkeit vorliegende Diskontinuität des Spiegels sowie die Endlichkeit der Elektronenzahl und der Leitfähigkeit noch nicht in Betracht kommen, also für lange Wellen oder niedere Temperaturen. Dies ist der Grund, warum jener Ansatz für solche Wellen, und nur für solche Wellen, richtig ist. Für kürzere Wellen ist derselbe dagegen in keiner Weise mit der Bedingung der retardierten Potentiale vereinbar, er stellt eine viel zu große Mannigfaltigkeit von Lösungen dar.

Die Bedingung der retardierten Potentiale in die statistische Betrachtung aufzunehmen, scheint allerdings schwierig und es fragt sich, ob sie auch genügt, um eine spektrale Verteilung der Energie von dem experimentell gegebenen Charakter zu bedingen. Es ist hierzu vor allem nötig festzustellen, wieviel und was für willkürliche Konstanten die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichungen eines Systems von Elektronen involviert, wenn für die Kräfte der Ansatz der retardierten Potentiale gebraucht wird. Denn nur auf diese willkürlichen Elemente darf sich die statistische Betrachtung erstrecken. Bei mechanischen Problemen vereinfacht sich die Frage dadurch sehr, daß durch Angabe der Koordinaten q und der Impulse p der weitere Verlauf bestimmt ist. In der Elektronentheorie ist dem anders, und es liegt vielleicht hier wieder ein wunder Punkt derselben. Schon die Gleichungen der kräftefreien Bewegung des starren Elektrons lassen, wie Herr Herglotz[1]) gezeigt hat, außer der gleichförmigen Translation noch unendlich viele Lösungen zu; bei sehr kleiner Geschwindigkeit ist die allgemeine Lösung darstellbar als Summe unendlich vieler Schwingungen, mit willkürlichen Amplituden, deren Wellenlängen sämtlich weit jenseits des bekannten ultravioletten Spektrums liegen, nämlich höchstens von der Größenordnung des Elektronendurchmessers sind, und keine untere Grenze besitzen. Da die Herglotzsche Methode[2]) auch für allgemeinere Probleme der Elektronentheorie anwendbar bleibt und zu ähnlichen Integralgleichungen führt, dürfte auch allgemein ein ähnliches Verhalten der Lösungen zu erwarten sein. Dasselbe ist nämlich in letzter Instanz dadurch bedingt, daß in der Elektronentheorie die Akzeleration eines Elektrons bestimmt wird durch gewisse frühere Lagen, Geschwindigkeiten und Akzelerationen der anderen Elektronen bzw. Ladungselemente. Beschränkt man sich zunächst auf den Fall, wo alle vorkommenden Funktionen der Form $\psi\left(t - \frac{r}{c}\right)$ nach der Formel

$$\psi\left(t - \frac{r}{c}\right) = \psi(t) - \frac{r}{c}\psi'(t) + \frac{r^2}{1 \cdot 2 \cdot c^2}\psi''(t) - \cdots$$

entwickelbar sind, so ergeben sich Differential-

1) G. Herglotz, Gött. Nachr. 1903, Heft 6; 1904, Heft 6; Math. Ann. 65, 87, 1908.

2) Loc. cit. 1904.

gleichungen von unendlich hoher Ordnung, deren allgemeine Lösung von unendlich vielen Konstanten abhängt[1]), die in diesem Spezialfall gewissen, durch die Konvergenzbedingungen auferlegten Ungleichungen genügen müssen. Die Untersuchungen von Sommerfeld[2]) und P. Hertz[3]) über das starre kugelförmige Elektron zeigen, daß man bei gegebener äußerer Kraft die Bewegung willkürlich vorschreiben kann innerhalb einer Zeit T, welche gleich dem Durchmesser des Elektrons, dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, ist; insbesondere bei gleichförmiger Oberflächenladung genügt jede Funktion mit der Periode T den Bewegungsgleichungen des kräftefreien Elektrons, und es kann eine beliebige solche Funktion $P(t)$ jeder Lösung des Problems bei gegebenen äußeren Kräften hinzugefügt werden. Soll die Lösung analytisch sein, so sind zwar nicht die Werte von $P(t)$ innerhalb einer Periode willkürlich, wohl aber kann man $P =$ reeller Teil von Q setzen, wo

$$Q = Q\left(e^{\frac{2\pi i t}{T}}\right) = Q(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \ldots\ldots$$

und die a_i (bis auf die Konvergenzbedingung der Reihe) willkürlich sind.

Allgemeiner dürfte die Lösung bei beliebigen Systemen beweglicher Elektronen ebenfalls zu ihrer Bestimmung unendlich vieler Konstanten bedürfen, und oszillierende Lösungen von unbegrenzt kleiner Wellenlänge zulassen. Diese sind eben durch die unendlich vielen „Freiheitsgrade des Äthers" bedingt; und es ist zu befürchten, daß sie, auf Grund des Satzes der gleichförmigen Verteilung der Energie, schließlich doch wieder eine Tendenz der Strahlung, ganz auf die kürzesten Wellenlängen sich zu konzentrieren, bewirken möchten, wenn auch die Formel vielleicht eine von der Jeansschen abweichende Gestalt hätte. Aber auch ohne diese Betrachtung muß die Existenz z. B. der kräftefreien Eigenschwingungen des Elektrons, die sich jeder Lösung superponieren lassen und nach denen sich jede Lösung entwickeln läßt, die also überall auftreten müßten, als experimentell unwahrscheinlich betrachtet werden. Sollte auch eine Strahlung von äußerst kurzer Wellenlänge unseren Beobachtungsmethoden unzugänglich sein, so müßte sich doch ein entsprechender merklicher Energiedefekt zeigen, der nirgends wahrgenommen wurde.

Man darf hieraus vielleicht schließen, daß, ebenso wie wir schon gezwungen waren, die Mannigfaltigkeit der Lösungen der Maxwellschen Theorie durch die Einführung der retardierten Potentiale außerordentlich herabzusetzen, eine neue derartige Beschränkung noch nötig ist, um die Anzahl der Bestimmungselemente (Konstanten) der Lösungen auf eine endliche zu reduzieren.

Daß unter den möglichen, unendlich vielen Lösungen stets eine ausgezeichnet ist, wie unter den Lösungen der partiellen Differentialgleichungen die retardierten Potentiale ausgezeichnet waren, läßt sich leicht plausibel machen. Man denke sich, es wirke die Gravitation nicht momentan, sondern nach den elektrodynamischen Gesetzen. Um alsdann bei gegebenen Anfangswerten der Koordinaten und Geschwindigkeiten die weitere Bewegung zu berechnen, wird man zunächst von der Bewegung nach dem klassischen Gesetz als erster Approximation ausgehen; diese Lösung wird man dann in die (sehr kleinen) Zusatzglieder einsetzen, die das neue Gesetz eingeführt hat; so entstehen neue Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die man mit denselben Anfangswerten integriert usw. Es ergibt sich so schließlich eine Lösung, in welcher jede Koordinate x eine bestimmte analytische Funktion der Zeit t und der Anfangswerte x_{0i}, x'_{0i} ist, die aber allerdings nur in einem beschränkten Bereich dieser Größen gilt. Diese Lösung kann dann, sowohl als Funktion von t wie als Funktion der Anfangswerte x_{0i}, x'_{0i}, analytisch fortgesetzt werden und gibt dann für jede Zeit und für beliebige Anfangswerte der Koordinaten und Geschwindigkeiten eine ganz bestimmte, nur von diesen Daten abhängige Lösung des Problems, neben welcher allerdings unendlich viele andere Lösungen existieren, für welche das Verfahren nie gültig ist, und welche höchst merkwürdigen Planetensystemen entsprechen würden. Für den Fall des kräftefreien Elektrons erhält man die einfache Translation. Ist diese Lösung die einzig zulässige, so würde die Anzahl der willkürlichen Konstanten, d. h. die Mannigfaltigkeit der Lösung, nicht größer sein wie in der Mechanik, nämlich gleich der doppelten Anzahl der Freiheitsgrade der Elektronen.

Dies läßt sich etwa bewirken, indem man eine Zusatzbedingung in Form eines Minimalprinzips einführt, wobei die Variation zwar für alle Lösungen verschwinden, ein wirkliches Minimum aber nur für eine bestimmte Lösung eintreten dürfte. Ähnliches gilt z. B. in der Theorie der Schwingungen von Saiten, Membranen usw.[1]), wo für sämtliche Eigenschwingungen, in unendlicher Anzahl, die Variation verschwindet, das Minimum aber nur für den Grundton erreicht wird. Ebenso könnte man, neben den Bedingungen im Unendlichen, auch

1) Vgl. T. Lalesco, Sur l'équation de Volterra, Thèse Paris 1908.
2) Gött. Nachr. 1904, S. 363.
3) Math. Ann. 65, 1, 1908.

1) Vgl. z. B. Riemann-Weber, Partielle Differentialgleichungen 2, 284, Braunschweig 1901.

Bedingungen für sehr große t einführen, die wieder durch die Variationsrechnung sich ableiten ließen.

Die von Lorentz hervorgehobenen prinzipiellen Schwierigkeiten in der Theorie der schwarzen Strahlung führen uns also nicht sowohl darauf, mit Planck ein Energie-Zeit-Element einzuführen, als vielmehr auf die Forderung, es müsse das durch die gegenwärtige Elektronentheorie verletzte Prinzip der Eindeutigkeit des Naturgeschehens im Sinne der klassischen Mechanik durch ein Minimalprinzip wieder hergestellt werden, so daß eine gewisse endliche Anzahl Bestimmungsstücke genüge, den Verlauf der Bewegung eines Systems von Elektronen für alle Zeiten zu bestimmen.

Damit würde der letzte Rest dessen, was man einst Äther nannte, aus den Naturgesetzen verschwinden. Sukzessive hatte die Erfahrung schon genötigt, ihm Bewegung und andere Eigenschaften der Materie abzusprechen; aus einem mehr oder weniger komplizierten Mechanismus war er der selbst unveränderliche Träger der elektromagnetischen Erscheinungen geworden. Auf diesem reduzierten Gebiete hätte seine Existenz sich noch immer durch Lösungen der Gleichungen, die von der Materie bzw. den Elektronen unabhängig wären (der Gleichung $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ genügten), zeigen können. Die Erfahrung zwingt uns, diese Lösungen abzuweisen. Dann aber drücken die Gleichungen der Elektronentheorie nur noch Beziehungen zwischen Raum und Zeit aus, die Feldstärken oder „Zustände des Äthers" können vollständig eliminiert werden. Der Äther sinkt zur Abstraktion herab: er ist nur noch ein absolutes Koordinatensystem und eine mathematische Konstruktion, welche in die Formeln unendlich viele Konstanten einführt. Die Erfahrung scheint ihm weder die erste, noch die zweite dieser Eigenschaften lassen zu wollen: sie verbannt ihn ganz aus der Physik.

Bei dieser Annahme zerrinnt uns aber in Nichts eine der wesentlichen Grundlagen der Maxwellschen Beschreibung der Vorgänge durch partielle Differentialgleichungen, denen ja nun kein physikalischer Sinn, sondern nunmehr die Bedeutung einer mathematischen Zwischenkonstruktion zukommt, welche überdies für sich allein ungenügend ist. Der Glaube an ihre unbedingte Gültigkeit wird dadurch nicht gefestigt, um so mehr als sich zeigen läßt[1]), daß die experimentellen Grundlagen nach gewissen Seiten hin vollständig fehlen.

1) W. Ritz, loc. cit.; Archives des sciences phys. et nat. **26**, 209, août 1908; Rivista di scienza III, n° 6, Bologna 1908.

(Eingegangen 28. Oktober 1908.)

Das Zeemanphänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.

(Nachtrag.)

Von M. Laue.

Ich ergreife in dieser Sache nur zu dem Zweck noch einmal das Wort, um darauf hinzuweisen, daß die von mir benutzte Gleichung[1])

$$K = \frac{\varepsilon}{a n^2}$$

nicht, wie Herr Corbino meint[2]), zum Teil auf dem zweiten Hauptsatz, sondern allein auf dem Exponentialgesetz der Lichtabsorption und dem Sinussatz der geometrischen Optik beruht[3]). Daß Herr Lorentz[4]) schon vor 8 Jahren denselben Schluß wie ich, nur in wenig anderer Form, aus der Magnetooptik gezogen hat, war mir leider entgangen. Sonst hätte ich selbstverständlich darauf aufmerksam gemacht.

1) M. Laue, diese Zeitschr. **9**, 617, 1908.
2) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **9**, 669, 1908.
3) Vgl. M. Planck, Vorl. über Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906, § 30 und 36.
4) H. A. Lorentz, Rapports présentées au Congrès Internationale **3**, 25, 1900.

Berlin, 30. Oktober 1908.

(Eingegangen 31. Oktober 1908.)

Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge.

Von A. Gockel und Th. Wulf.

Die im nachstehenden beschriebenen Beobachtungen wurden im August und September dieses Jahres in der Umgebung von Zermatt ausgeführt. Als Basisstation diente uns das Hotel Schwarzsee, 2600 m hoch gelegen. Den Besitzern desselben, Herren Gebrüder Seiler, sind wir für das bezeigte Interesse und vielfache Förderung unserer Arbeiten zu bestem Dank verpflichtet.

1. Induzierte Aktivität. Nachdem einer von uns[1]) auf dem Brienzer Rothorn (2300 m) einen beträchtlichen Gehalt der Atmosphäre an Thoriuminduktionen (bis zu 50 Proz. der gesamten Aktivität) gefunden hatte, schien es uns zunächst von Interesse, zu prüfen, ob sich auch an anderen Orten dieser hohe Betrag wiederfinde. Die Versuche wurden nach der von Elster und Geitel angegebenen Methode ausgeführt. Zur Aktivierung der 24—100 Stunden exponierten Drähte genügte überall das Erdfeld. Drähte wurden ausgespannt am Schwarzseehotel (2600 m), und zwar hier in einer mittleren Höhe von etwa

1) A. Gockel, diese Zeitschr. **8**, 701, 1907.

5 m über dem Boden, ferner auf dem Nordostgrat des Matterhorns am sogenannten Hörnli (3000 m), hier etwa 1—2 m über dem scharfen Grat, und an demselben Grat oberhalb der Schutzhütte in einer Höhe von etwas über 3300 m. An der letztgenannten, ziemlich exponierten Stelle mußten wir uns begnügen, den Draht 50—100 cm von dem Felsen entfernt anzubringen. Des weiteren wurden Drähte auf dem Furggletscher zirka 4—5 m über dem Eis auf einem kleinen Moränehügel exponiert. Die Drähte waren im allgemeinen 10 m lang; wo die Punkte, die wir zur Befestigung verwenden konnten, weiter voneinander entfernt waren, schalteten wir eine starke Schnur ein, mußten aber die Erfahrung machen, daß diese nicht genügend gut leitete, um das Potential des Drahtes auf dem der Erde zu halten. Wir sorgten daher stets für metallische Ableitung des Drahtes nach dem Boden. Auf Schwarzsee wurde der Draht von einem Fenster des 3. Stockwerkes zu einer Telegraphenstange geführt, an den andern Orten an zerlegbaren Bambusstangen befestigt. Die verwendeten Drähte waren 0,5—1 mm stark, anfangs einigemal verwendete dünnere Drähte wurden durch den Wind zerrissen.

Als Elektrometer diente das von einem von uns[1]) beschriebene Instrument, das sich wegen seiner Empfindlichkeit (0,5 Volt/Skalt.) und der Schärfe der Ablesung für diesen Zweck besonders empfahl. An dem Instrument waren einige Verbesserungen angebracht, besonders um seine Transportfähigkeit, auch in geladenem Zustande, zu erhöhen. Da sich diese Änderungen bei den schwierigen Transporten im Gebirge vollständig bewährt haben, so wird demnächst eingehend darüber berichtet werden. Der Draht wurde in der üblichen Weise auf einen Metallrahmen gewickelt und in ein auf das Elektrometer aufgesetztes Gefäß von 520 ccm Inhalt gebracht. Als Zerstreuungskörper diente der aus dem Bernsteinstopfen des Elektrometers herausragende Metallstift. Die Kapazität des Ganzen betrug dann nur 2,3 cm. Das Elektrometer wurde, meist auf einem leichten photographischen Stativ, an einer geeigneten Stelle in der Nähe des exponierten Drahtes aufgestellt, so daß mit den Ablesungen 2—3 Minuten nach Unterbrechung der Erdverbindung des Drahtes begonnen werden konnte.

Die Abklingungskurven konnten je nach der niedergeschlagenen Thoriummenge 4—36 Stunden lang verfolgt werden. Die anfänglichen Aktivitäten bewirkten in dem Apparat einen Potentialabfall von 100—600 Volt/Stunden. Es wurde angenommen, daß die ganze, 4 Stunden nach der Abnahme noch vorhandene Aktivität als von Thorium herrührend anzusehen war. Es konnte dann die in jedem Moment auf dem Draht vorhandene Menge von Thoriuminduktionen aus den bekannten Abklingungskonstanten berechnet werden. Die nach Abzug der Thoriumaktivität sich ergebende Abklingungskurve erwies sich fast durchweg identisch mit der Abklingungskurve eines 24 Stunden lang in Radiumemanation exponierten Drahtes. Aktinium scheint also nicht vorhanden gewesen zu sein. Das hauptsächlichste Resultat unserer Untersuchungen besteht in dem Nachweis, daß auch Thorium in diesen Höhen nur in relativ geringen Mengen vorkommt. Im Maximum betrug der Anteil der Thoriuminduktionen 10 Proz. der Gesamtaktivität, sank aber am Matterhorngrat oberhalb der Hütte auf 0,5—3,5 Proz. Solche geringe Beträge des Anteils der Thoriuminduktionen in dem aktiven Niederschlag sind bis jetzt nur auf dem Meere beobachtet worden[1]). In Newhaven[2]), wo der Gehalt der Atmosphäre an Zerfallsprodukten des Thoriums verhältnismäßig gering gefunden wurde, betrug derselbe noch im Minimum 30 Proz. Der Unterschied gegenüber dem Brienzer Rothorn, wo sehr beträchtliche Thoriummengen gefunden wurden, dürfte davon herrühren, daß die Abhänge dieses letzteren Berges und seiner Umgebung teils von Grasmatten, teils von ausgedehnten Schutthalden gebildet werden, welche Thoriumemanation in größeren Mengen entweichen lassen. Die Seiten des Matterhorns bestehen dagegen aus fast senkrecht abfallenden Wänden aus kompaktem Fels, der ein Entweichen der in den Gesteinen enthaltenen Emanation in die Atmosphäre erschwert. Die Umgebung ist zum größten Teil von ausgedehnten Gletschern gebildet, die ebenfalls keine Emanation abgeben. Da die kurzlebige Thoriumemanation durch Luftströmungen nicht weit transportiert werden kann, so ist natürlich, daß nur sehr geringe Mengen desselben mit dem exponierten Draht in Berührung kommen können. Auch die länger lebenden Thoriuminduktionen, deren mittlere Lebensdauer immer noch weit hinter der der Radiumemanation zurückbleibt, können, wie auch ihr Fehlen auf dem Meere zeigt, offenbar sich nicht lange in der Atmosphäre halten, zum mindesten verlieren sie durch Adhäsion an Wasser- und Staubteilchen ihre Beweglichkeit. Es scheint auch nach anderweitigen Beobachtungen, daß auf exponierten Drähten sich nur an Ort und Stelle neu gebildete Induktionen niederschlagen.

Der auf dem Furggletscher ausgespannte Draht lieferte denselben relativen Betrag an

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **8**, 246 u. 527, 1907.

1) C. Runge, Göttinger Nachricht. 1907, S. 211; D. Pacini, Nuovo Cimento **15**, 24, 1908.

2) H. M. Dadourian, diese Zeitschr. **9**, 333, 1908.

Thorium wie die am Schwarzsee exponierten Drähte, nämlich ungefähr 10 Proz. Da wir durch Spalten gezwungen waren, uns in der Nähe der Seitenmoräne zu halten, so dürfte sich der Einfluß der letzteren hier wohl geltend gemacht haben. Runge sowohl als Pacini beobachteten (l. c.), daß auf dem Meere auf ihren Drähten eine Substanz sich niederschlug, die in den ersten 20 Minuten nach Unterbrechung der Exposition ihre Aktivität rasch, nach 50 Minuten aber langsamer verlor als Radium. Wir haben diese Erscheinung bei unseren Drähten nicht entdecken können, vereinzelte Unregelmäßigkeiten dürften sich wohl dadurch erklären, daß sich neben Radium *A* und Thorium *A* auch die andern Zerfallsprodukte der betreffenden Substanz direkt auf dem Drahte niederschlugen. Daß dies möglich ist, hat H. W. Schmidt[1]) wenigstens für Radium *C* gezeigt. Bemerkenswert ist, daß ein am Schwarzsee 24 Stunden lang im Nebel exponierter Draht zwar hohe Aktivität (anfänglicher Abfall 594 Volt/St.), aber gar kein Thorium aufwies, ein Beweis für die Richtigkeit der oben geäußerten Ansicht, daß Thoriuminduktionen durch Anlagerung an Wasserteilchen rasch ihre Beweglichkeit einbüßen. Daß bei Nebel die Aktivität exponierter Drähte besonders hoch wird, vielleicht weil bei solchem Wetter die aus dem Boden entweichende Radiumemanation sich nur langsam zerstreuen kann, ist auch schon anderweitig beobachtet worden. Auf Gestein, daß wir von exponierten Stellen des Hörnligrates nahmen, konnten wir induzierte Aktivität nicht nachweisen.

2. Des weiteren untersuchten wir die Radioaktivität der Niederschläge. Diese Untersuchung bot deshalb ein besonderes Interesse, weil die von Jaufmann[2]) auf der Zugspitze (3000 m) gesammelten Niederschläge sich als gar nicht oder wenigstens nur schwach radioaktiv erwiesen hatten. Wir konnten diese Untersuchungen nur am Schwarzsee ausführen. Die höher gelegene Matterhornhütte war während des Falles von Niederschlägen — in der Umgebung derselben stets Schnee — nur schwer zugänglich und außerdem bot die schon bei gutem Wetter recht unwohnliche Hütte bei schlechtem ein ganz ungenügendes Obdach.

Die Untersuchungen wurden in der Weise ausgeführt, daß 30—100 g der Niederschläge in einem kleinen Aluminiumkessel rasch über einer Spiritusflamme eingedampft wurden. Der gut getrocknete Kessel wurde dann über eine auf das Elektrometer aufgesetzte Metallplatte gestülpt und diente so selbst als Ionisierungskammer; als Zerstreuungskörper wurde wieder der aus dem Bernsteinstopfen des Elektrometers herausragende Metallstift verwendet, die Kapazität war also wie bei den Versuchen mit Draht 2,3 cm. Die 20 Minuten nach Beginn des Eindampfens gemessene Aktivität schwankte zwischen 0,3 und 3,5 Volt/Stunden pro Gramm, also mit Berücksichtigung der angegebenen Kapazität 0,64—7,5 Mache-Einheiten pro Liter.

Im Gegensatz zu Jaufmann fanden wir die Aktivität der Niederschläge ungefähr von derselben Größe wie in Freiburg (Schweiz), und zwar war, wie dieses auch anderweitig beobachtet worden ist, die Aktivität von Gewitterregen stärker als die von Landregen, am stärksten aber die von Hagel.

Die Abklingungskurven ließen sich in einigen Fällen 2—3 Stunden lang verfolgen. Die Halbwertskonstanten schwanken zwischen 26 und 55 Minuten, und zwar klingt, wie dieses auch Jaufmann beobachtet hat, die Aktivität im Anfang stets rascher ab als gegen Ende. Eine analytische Untersuchung ist hier dadurch erschwert, daß sich kein der Unterbrechung der Exposition entsprechender Zeitpunkt festlegen läßt. Man kann wohl die Annahme machen, daß Radium *A* und *B* nach dem Eindampfen der Niederschläge nicht mehr vorhanden sind, darauf deutet auch der Umstand hin, daß die Kurve fast exponentiell verläuft, die Kurven ließen sich aber in keinem Falle so weit verfolgen, daß der Anteil, den das unzweifelhaft vorhandene Thorium in der Aktivität hatte, mit einiger Sicherheit bestimmt werden konnte.

Schnee kam am Schwarzsee nicht zur Untersuchung. Jaufmann fand, daß die Aktivität des Schnees durchschnittlich das Doppelte bis Fünffache derjenigen gleicher Regenmengen beträgt. Wir konnten nur konstatieren, daß auf dem Gletscher liegender Schnee 2 Tage nach dem Fallen seine Aktivität fast vollständig verloren hatte. In Freiburg am 23. Mai dieses Jahres gefallener außerordentlich großflockiger Schnee zeigte nur die durchschnittliche Aktivität des Regenwassers, wahrscheinlich deshalb, weil ein großer Teil der in der Atmosphäre vorhandenen Induktionen durch den vorangehenden Regen ausgefällt war.

In dem auf dem Gletscher sich im Laufe des Tages bildenden Schmelzwasser konnten radioaktive Induktionen nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Wasser, das am Fuße der Grundmoräne aus dem Boden drang, erwies sich bei einer 24 Stunden nach dem Abfüllen in Freiburg vorgenommenen Untersuchung auch emanationsfrei.

3. Eine besondere Aufmerksamkeit wandten wir der Untersuchung der durchdringenden Strahlung zu. Leider hatten wir gerade hierbei mit besonderen Schwierigkeiten zu kämpfen, die zum Teil instrumenteller Natur waren, zum

1) Vgl. K. Kurz, diese Zeitschr. **9**, 179, 1908.
2) J. Jaufmann, Meteor. Zt. **24**, 337, 1907 und Beobachtungen der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern, **29**, 1907.

Teil in der Sache selbst lagen; so kommen z. B. bezüglich der Quelle dieser Strahlung Strong[1]) und Mc. Lennan[2]) zu direkt entgegengesetzten Resultaten, indem der erstere nachgewiesen zu haben glaubt, daß diese Strahlung ausschließlich aus der Atmosphäre stammt, während die Versuche des letzteren auf den Boden als hauptsächlichste Quelle dieser Strahlung hinweisen.

Der in erster Linie zur Untersuchung dienende Apparat I besteht im wesentlichen aus einem Wulfschen Elektrometer, bei dem jedoch die Fäden gleich als Zerstreuungskörper dienen und das Gehäuse als Ionisierungskammer. Dadurch wurde die Kapazität gegenüber derjenigen der sonst üblichen Apparate auf den 5. bis 6. Teil herabgesetzt und in demselben Maße konnte auch die Ionisierungskammer verkleinert werden. Das Gehäuse wurde daher zu 3 Liter Inhalt gewählt. Der ganze Apparat konnte so bequem im Rucksack getragen werden.

Da es sich hier um die Beobachtung geringer Schwankungen des Strahlungseffektes handelte, mußte man stets mit ganz vollständigem Sättigungsstrom arbeiten. Wir fanden, daß schon unterhalb 90 Volt der Effekt stets geringer wurde. Der Meßbereich des Elektrometers wurde deshalb zu 170 Volt gewählt, man hat dann auf dem ganzen benutzten Teil der Skala 1 Strich = 1 Volt nahezu.

Um möglichst vollkommene Isolation zu erzielen, wurde nach dem Beispiele von C. T. R. Wilson der die Fäden tragende Bernsteinstopfen selbst von einem isolierten Metallstift getragen. Durch Anlegen eines gleich hohen Potentials an letzteren wird dann der Verlust durch Isolationsfehler vermieden. Es zeigte sich jedoch bei unserem Instrument kein Einfluß dieser Ladung. Der Träger des Bernsteinpfropfes wurde dann einfach geerdet. Bei der Konstruktion wurde Wert darauf gelegt, daß die Luft im Innern vollkommen abgeschlossen war. Alle Öffnungen wurden durch Schrauben mit Ledereinlagen verschlossen und die unvermeidlichen Fugen am Mikroskop durch Klebwachs abgedichtet. Die beiden größten Wände rechts und links bestehen aus dünnstem im Handel vorhandenen *Zn*-Blech, die übrigen aus Messing von ca. 2 mm Dicke. Die Seitenwände lassen also β- und γ-Strahlen durch. Werden jedoch 2 mm dicke Bleibleche übergeschoben, so hat man nur mehr γ-Strahlen.

Einige Versuche überzeugten uns von der Empfindlichkeit des Apparates.

Wurde ein verschlossenes Fläschchen mit Urannitrat-Kristallen des Handels den Seitenwänden genähert, so stiegen die Verluste von 18 auf 107 Volt/Stunde.

Durch Vorschieben von Bleiblechen über die Seitenwände verminderte sich die Entladungsgeschwindigkeit um 13,3 Proz.

Wurde der Apparat in einen Eisenkessel mit etwa 1,5 mm dicken Wänden gestellt, und mit diesem dann in einen größeren Kessel versenkt, so konnte der Zwischenraum mit Wasser gefüllt werden. Oben wurde ein dritter mit Wasser gefüllter Kessel aufgesetzt, so daß der Apparat ringsum von einer ca. 10 cm dicken Wasserschicht umgeben war. Die Verluste verminderten sich dann um etwa 20 Proz. Der Versuch wurde auf $5\frac{1}{2}$ Stunde ausgedehnt. Der Apparat wurde, wie auch alle übrigen benutzten Apparate, von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig geliefert und sind wir derselben für ihr bereitwilliges Entgegenkommen bei der Durcharbeitung desselben sehr zu Dank verpflichtet.

Außerdem kam noch ein zweiter Apparat II zur Verwendung, der aus einem Wulfschen Elektrometer und einer aufgesetzten Ionisierungskammer von 26 cm Höhe und 24 cm Durchmesser, also ungefähr 11 Liter Inhalt, bestand. Die Wände derselben bestanden aus ungefähr 1,5 mm dickem Zinkblech, waren also nur für γ-Strahlen durchlässig. Als Zerstreuungskörper diente ein 18 cm hohes und 2 cm weites Rohr, das von außen her mittels einer passenden Vorrichtung geladen werden konnte. Das ganze Gefäß war luftdicht verschlossen. Die Zerstreuung betrug ungefähr 20 Volt/Stunden.

Das Resultat der mit diesen Apparaten in Freiburg (650 m), Brig (680 m), Zermatt (1650 m), Schwarzsee (2600 m) und dem Hörnli (über 3000 m) vorgenommenen Versuche ist folgendes: Ein Einfluß der Höhe auf die Ionisation im verschlossenen Gefäß läßt sich nicht nachweisen. Daraus glauben wir den Schluß ziehen zu dürfen, daß eine kosmische Strahlung, wenn sie überhaupt existiert, nur einen unbeträchtlichen Teil der durchdringenden Strahlung ausmacht. Dagegen scheint — und dieser Befund stimmt mit den Resultaten Mc. Lennans und anderer überein — eine durchdringende Strahlung vom Boden auszugehen. Die mit verschiedenen Apparaten in Freiburg angestellten, sowie die Beobachtungen am Schwarzsee ergaben übereinstimmend eine Zunahme der Zerstreuung, wenn der Apparat aus dem Zimmer in das Freie gebracht wurde. Beim Apparat I z. B. verhielten sich in Schwarzsee die im Zimmer zu den im Freien gemessenen Zerstreuungen wie 11 : 13. Bei Apparat II waren die Resultate weniger deutlich, wurde dagegen auf dasselbe Elektrometer eine Aluminiumglocke luftdicht aufgesetzt, so verhielten sich die Unterschiede zwischen den in dem Hotelzimmer gemessenen

1) W. W. Strong, diese Zeitschr. 9, 117, 1908.
2) J. C. Mc. Lennan, ebenda 9, 440, 1908.

und denjenigen, die erhalten wurden, wenn der Apparat auf einem niederen Steintisch im Freien aufgestellt wurde, wie 2:3. Die Versuche wurden mannigfaltig variiert, und jede einzelne Messung, um genauere Resultate zu erhalten, auf mehrere Stunden ausgedehnt.

Verschiedene Beobachter[1]) haben eine tägliche Periode der durchdringenden Strahlung und eine starke Abhängigkeit derselben vom Potentialgefälle gefunden. Damit stimmt überein, daß die Zerstreuung, besonders in Apparat I, wenn er an exponierten Orten, wie Hörnligrat, oder am Rand einer unmittelbar an den Abhang anstoßenden Hotelterrasse aufgestellt wurde, größer war, als wenn der Apparat gegen das Erdfeld fast vollständig geschützt unter dem Vordach einer in einer Mulde beim Schwarzsee gelegenen Kapelle stand. Auf dem Furgggletscher wies die durchdringende Strahlung starke Schwankungen auf, doch waren die Werte im Mittel etwas geringer als die am Schwarzsee erhaltenen. Für die Bestimmung der periodischen Änderungen reicht die Zahl der an demselben Orte und unter denselben Witterungsverhältnissen gemachten Messungen nicht aus.

Um die durchdringende vom Eis ausgehende Strahlung zu messen, ließen wir den Apparat I in eine Gletscherspalte hinab, indem wir ihn an einem über die Spalte gelegten Bergstock passend befestigten. Leider machte Schmelzwasser, das sich über den Apparat ergoß, den Versuch illusorisch, und wir konnten ihn aus Zeitmangel nicht wiederholen.

Daß von manchen Gesteinen eine sehr starke durchdringende Strahlung ausgeht, ergibt sich am deutlichsten aus Versuchen, die wir mit gütiger Erlaubnis der Kreisdirektion Lausanne der Schweizerischen Bundesbahnen im Simplontunnel vorgenommen haben. Der genannten Direktion sei für ihr freundliches Entgegenkommen und Herrn Ingenieur Fonjallaz für die liebenswürdige Führung im Tunnel auch an dieser Stelle bestens gedankt. Die Versuche wurden im Monte Leonegneiß bei Kilometer 7,489 der Nordseite teils in dem noch nicht ausgebauten Tunnel II, teils in einer diesen Stollen mit dem Haupttunnel verbindenden Traverse vorgenommen und erstreckten sich auf die Stunden von 10 p bis 4 a, während welcher Zeit nur 2 Züge den Tunnel passierten, so daß Erschütterungen keinen Einfluß auf die Angaben der Apparate ausüben konnten. Die mittlere Elektrizitätszerstreuung im Apparat I betrug im Tunnel II 19,1, in der Traverse 18,7 Skalenteile pro Stunde, unmittelbar vorher im Hotelzimmer in Brig 10,5 Skalenteile, wenige Stunden nach Verlassen des Tunnels in Zermatt 10,2 Skalenteile; am folgenden Tage wurde ebenda derselbe Wert gefunden. Auch hier erstreckten sich die einzelnen Messungen jeweils über mehrere Stunden. Obgleich der Apparat gut verschlossen war, auch die nachfolgende geringe Zerstreuung auf die Abwesenheit von Isolationsfehlern deutete, wurde dennoch besonders geprüft, ob die Feuchtigkeit des Tunnels in Verbindung mit der hohen Temperatur von 27° C des Beobachtungsplatzes einen Einfluß auf die Angaben des Apparates ausgeübt haben könnte. Der Apparat wurde in Zermatt in eine heiße dampferfüllte Hotelküche gebracht. Die Zerstreuung betrug 10,4 Sklt./Stunde gegenüber 10,2 im Zimmer. Da die Temperatur im Tunnel II (27° C) noch höher war als in der Küche, so wurde der Apparat ein zweites Mal von Zimmertemperatur plötzlich in einen Wärmeschrank von 37° C gebracht, in welchem außerdem ein großes offenes Gefäß mit kochendem Wasser stand. Die Zerstreuung blieb 10,2, wie sie auch vorher gewesen. Die Zerstreuung im geschlossenen Gefäß war also im Tunnel fast zweimal so groß als an den anderen Orten. Die Versuche mit dem Apparat II führten zu demselben Resultate; wenn auch, wahrscheinlich wegen der dickeren Wände dieses Apparates, die Unterschiede weniger groß waren. Es scheinen also auch β-Strahlen von dem Gestein auszugehen.

Über Versuche, die bei dieser Gelegenheit über die Radioaktivität des Gesteines und einiger Quellen im Tunnel selbst, sowie später im Laboratorium in Freiburg vorgenommen wurden, soll später berichtet werden, ebenso über weitere luftelektrische Versuche, die gelegentlich unseres Aufenthaltes am Schwarzsee ausgeführt wurden.

Freiburg (Schweiz), Oktober 1908.

(Eingegangen 29. Oktober 1908.)

1) Wood und Campbell, Phil. Mag. **13**, 265, 1907; H. Mache und T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906; W. Richardson, Nature **73**, 607, 1906.

Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz.

Von Joh. Rautenkrantz.

1. Proportionalität der Barretterindikationen.

Bei der praktischen Verwendung der Barretter für Messungen in der drahtlosen Telegraphie, speziell bei Dämpfungsmessungen in entfernter liegenden Empfangsstationen[1]) stiegen Bedenken auf in bezug auf Proportionalität und Bewertung der kleinen Galvanometerausschläge. Ich habe es daher auf Veranlassung und mit Unterstützung von Herrn Prof. K. E. F. Schmidt in dessen Laboratorium unternommen, die ver-

1) K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **26**, 622, 1908.

schiedensten Barretterserien auf ihre Proportionalität hin zu prüfen. Und zwar erstens bei ungedämpften Schwingungen von 3000 Perioden, die einer Teslamaschine[1]) entstammten, zweitens mit schwachgedämpften Schwingungen von der Größenordnung 10^6, die einem sogenannten Wienschen Schwingungskreise[2]) entnommen wurden, dessen schwachgedämpfte Eigenschwingung durch einen Funkenkreis mit Wasserstoff-funkenstrecke erregt wurde.

Der Meßkreis bestand aus einer Kopplungsspule, einem 0,05 Mi-Glimmerkondensator und einer Wippe, welche gestattet, schnell hintereinander 2 Barretter in den Meßkreis zu schalten. Die Energiezufuhr wird durch Verstellung eines Kopplungstransformators geregelt. Die Untersuchung wurde derart ausgeführt, daß der Barretter mit dem dünneren Draht als Normal diente, die Indikation der anderen Barretterkombination wurde nun zwischen zwei Werte der Normalschaltung bei einer Stellung des Kopplungstransformators eingeschlossen und aus diesen beiden Ausschlagswerten das Mittel genommen, da man annehmen konnte, daß die Energieveränderung während der Dauer der dreifachen Ablesung proportional mit der Zeit erfolgte. Die Abweichung der ersten und zweiten Normalablesung betrug in der Regel weit unter 1 Proz.

Indem der, dem Barretter untergelegte Gleichstrom i_B in der variablen Kombination im Bereich von 1,6 ÷ 4,0 Milliampere geändert wurde, ergaben die Messungen für die beiden Frequenzen, die den verschiedenen i_B-Werten entsprechenden Kurven, die in den Figuren 1 und 2 zur Darstellung gebracht sind. Dieselben entstammen dem Vergleich zweier Barretter von 0,00525 mm und 0,00315 mm Platindurchmesser[3]). Die Figur 1 zeigt, daß die, der ∾ 3000 entsprechenden Kurven bis zum Koordinatenanfang genau proportional verlaufen, während diejenigen der Figur 2, welche mit Funkenschwingungen aufgenommen wurden, bei ungefähr 35 Skalenteilen (entsprechend einem Galvanometerstrom[4]) von zirka $52{,}5 \times 10^{-8}$ Ampere) den geradlinigen Verlauf verlassen. Bis hierher arbeiten also beide Barretter proportional. Dient die 0,00315 mm-Kombination als Normalkreis und trägt man die zu einem Normalkreisausschlag von 150 Skt. gehörigen Ausschläge der anderen Kombination in Abhängigkeit des veränderten Barretterstromes i_B auf, so erhält man für die beiden Frequenzen, die in Fig. 3 dargestellten Kurven I und II, aus denen die Größe des günstigsten Barretter-Gleichstroms ersichtlich ist. Die Kurve III ist für den gleichen Barretter nach einer etwas anderen Methode im hiesigen Institut von Herrn Th. Neuhaus gefunden. Der Vergleich der drei Stromoptima zeigt, daß die Frequenz ohne Einfluß auf die Größe des günstigsten Brückenstromes ist. Dieses

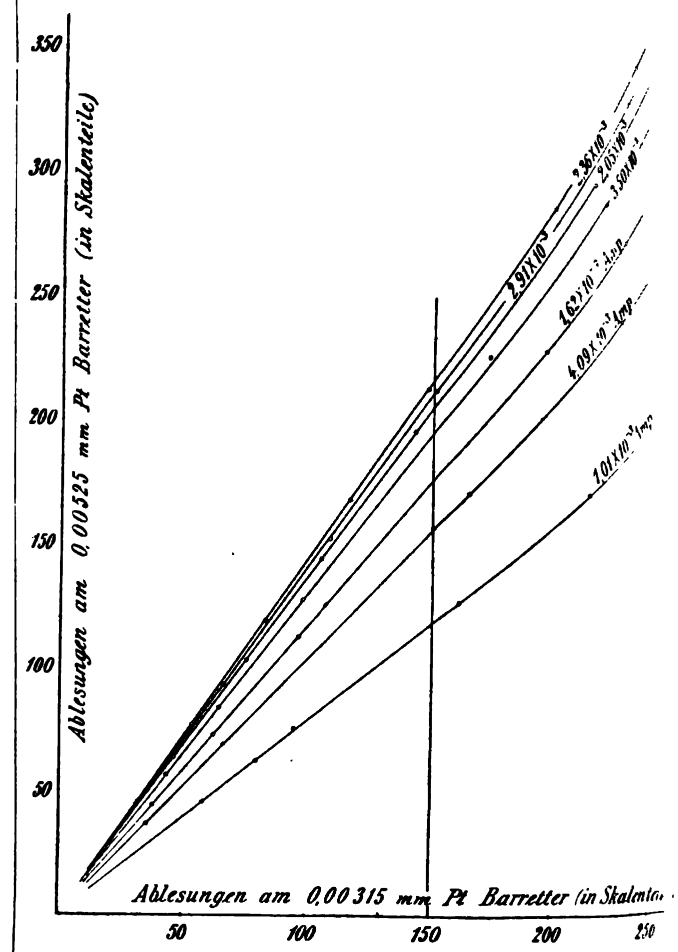


Fig. 1. Vergleich zweier Barretter bei einer Frequenz von 3000 Perioden.

Ergebnis wurde auch durch die Untersuchung einer stärkeren Drahtserie von 0,01 mm Platindurchmesser bestätigt, denn es war bei:

∾ 3000 $i_{B\,\mathrm{opt}}$ = 8,15 Milliampere
∾ 10^6 „ = 8,20 „

2. Verhalten der Thermo-Indikatoren.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt fand bei der Verwendung der Salomonson-Thermoelemente[1]) für die Messung schwacher Wechselströme Abweichungen bei Gleich- und

---

1) Die Beschreibung dieser Maschine, deren tadellosem Funktionieren es zu verdanken ist, daß diese Messungen sich so gut ausführen ließen, findet sich bei K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **14**, 22, 1904.

2) Max Wien, diese Zeitschr. **9**, 49, 1908.

3) Mikroskopisch ermittelt.

4) Zur Verwendung kam ein Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske mit einem Systemwiderstand von 30 Ω. Stromempfindlichkeit bei der benutzten Aufstellung $c_i = 1{,}5 \times 10^{-8}$ Amp. bezogen auf 1 Skt. (Doppelmillimeter).

1) Salomonson, diese Zeitschr. **7**, 463, 1906.

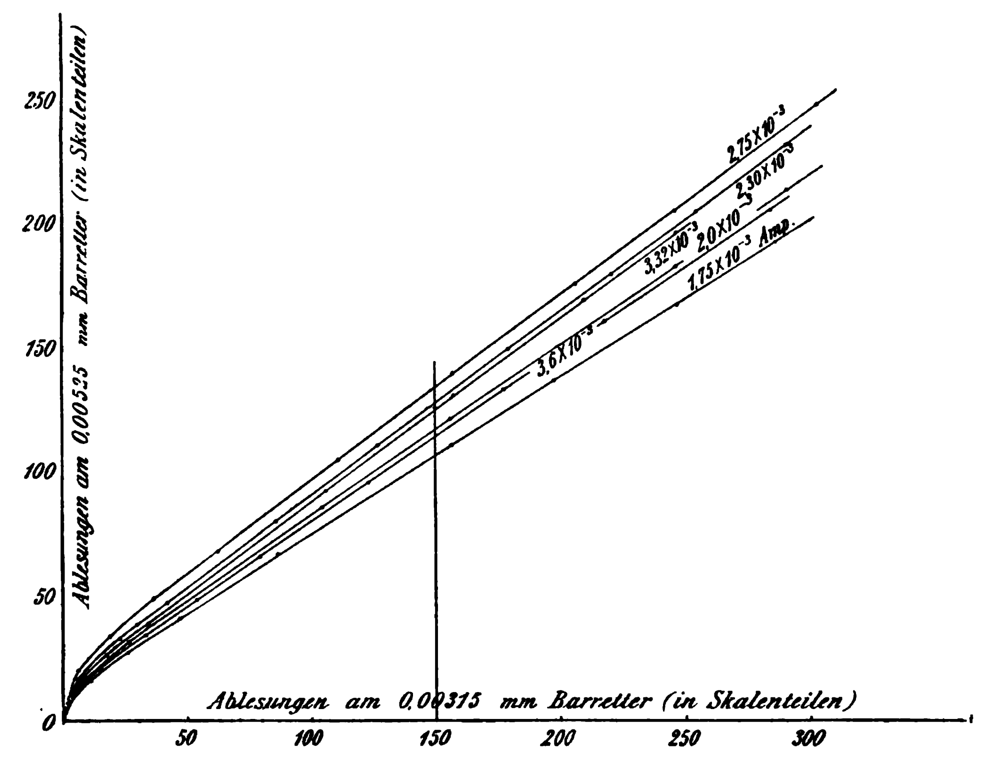


Fig. 2. Vergleich zweier Barretter bei einer Frequenz von 10^6 Perioden.

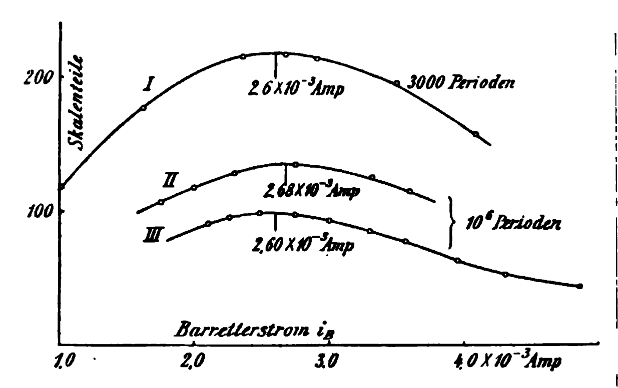


Fig. 3. Lage des Stromoptimums i_B opt. bei verschiedenen Frequenzen.

Wechselstrom, und zwar ergab sich für jedes Element eine „individuelle“ (prozentuale) Abweichung[1]). Von der Frequenz des Wechselstromes zwischen 3 und 2500 Perioden waren die Angaben des Instrumentes unabhängig. Es war nun interessant nachzuprüfen, ob die jetzt vielfach in der Schwingungstechnik benutzten Thermoindikatoren in der von Klemençic und Brandes[2]) angegebenen Form ähnliche Erscheinungen zeigten.

Die bis jetzt ermittelten Ergebnisse mögen hier folgen.

Die Untersuchung für Wechselströme bis zu

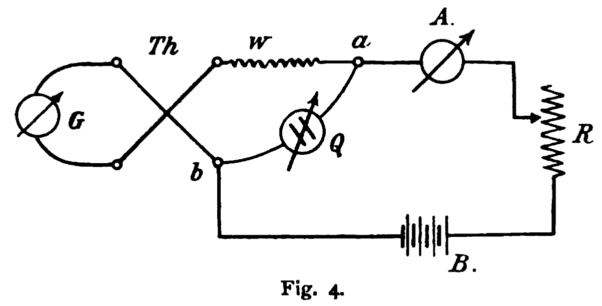


Fig. 4.

einer Frequenz von 3000 pro Sekunde geschah mit Hilfe eines Quadrantenelektrometers. Die Versuchsanordnung, welche in Fig. 4 zur Darstellung gebracht ist, ist folgende. In einem von der Batterie B (= 16 Volt) ausgehenden Stromkreis befindet sich ein Regulierwiderstand R, ein empfindliches Strommeßinstrument A, ferner ein dünner, geradlinig ausgespannter Konstantandraht w von 0,0208 mm Durchmesser und 1270 Widerstand in Serie geschaltet mit den Stromklemmen des zu untersuchenden Thermoindikators Th, an den Punkten a und b liegt das Quadrantenelektrometer Q in idiostatischer Schaltung.

Die Verwendung des dünnen Konstantandrahtes w war erforderlich, da die an den Stromklemmen des Thermoindikators auftretende Potentialdifferenz zu klein für das zur Verfügung stehende Elektrometer war. An den Galvanometerklemmen des Thermoindikators lag

1) Tätigkeitsbericht der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt; Zeitschr. f. Instrumentenkunde **28**, 143, 1908.
2) Brandes, diese Zeitschr. **6**, 503, 1905.

ein Siemens-Spiegelgalvanometer G mit einem Widerstand von 30 Ω (bewegl. System) und einer Voltempfindlichkeit von $4{,}5 \times 10^{-7}$ Volt pro Skt. (Doppelmillimeter) bei dem benutzten Skalenabstand von 3,89 m. Die Untersuchung ging nun in der Weise vor sich, daß unter gleichzeitiger Eichung des Thermoindikators das Elektrometer geeicht wurde.

Ist der kommutierte Ausschlag des Elektrometers $= \varphi$, die am Strommeßinstrument abgelesene Stromstärke $= i$, so erhalten wir eine Kurve für das Elektrometer $\varphi = f(i)$ und zwar für Stromstärken i, die brauchbaren Galvanometerausschlägen α des Galvanometers G entsprechen. Für diese Stromstärken wurden nun gleichzeitig für den Thermoindikator die Kurven $\alpha = f(i)$ für beide Stromrichtungen aufgenommen, und zwar nach Fig. 5 für Stromrichtung A

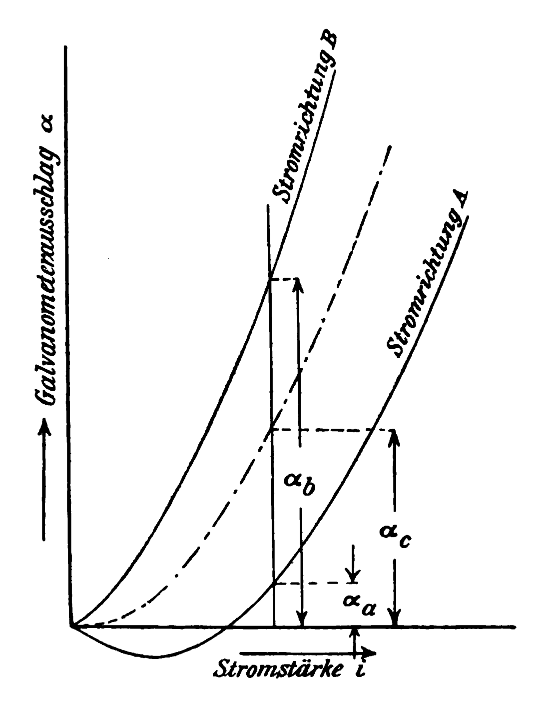


Fig. 5.

die Ordinaten α_a, für Stromrichtung B die Ordinaten α_b. Die aus diesen Versuchsergebnissen konstruierte Mittelkurve mit den Ordinaten

$$\alpha_c = \frac{\alpha_b - \alpha_a}{2} + \alpha_a$$

ist die theoretische Wechselstromkurve, für deren Konstante oder besser „Empfindlichkeitsfaktor" die Beziehung gilt:

$$Cg = \frac{i}{\sqrt{\alpha_c}}.$$

Um nun nachzuweisen, ob diese konstruktiv ermittelte Kurve auch für Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde Gültigkeit hat, wurde in den Stromkreis statt der Gleichstrombatterie eine Wechselstrommaschine geschaltet, deren Klemmenspannung durch die Erregung reguliert wurde. Jetzt wurde mit diesem Wechselstrom die Kurve $\alpha_w = f(\varphi)$ aufgenommen und aus der vorher ermittelten Kurve $\varphi = f(i)$ die zu diesen φ-Werten gehörigen Stromwerte i entnommen, auf diese Weise ergibt sich eine Kurve $\alpha_w = f(i)$, woraus der Empfindlichkeitsfaktor

$$C_w = \frac{i}{\sqrt{\alpha_w}}$$

gewonnen wird. Sind bei dem benutzten Thermoindikator die Angaben für Gleichstrom (theoretische Mittelkurve) und für Wechselstrom identisch, so muß

$$Cg = C_w$$

sein.

Untersucht wurde ein Thermoindikator aus Manganin-Nickel mit einem Drahtdurchmesser von 0,0208 mm. Um einen Anhalt über die ungefähre Empfindlichkeit dieses Thermoindikators zu haben, mag erwähnt werden, daß derselbe bei einer Stromstärke von 0,002 Amp. eine E.M.K. von 3×10^{-4} Volt erzeugte.

Bei einem Versuch mit Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde war

$$Cg = 433{,}5 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$
$$C_w = 433{,}7 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Die geringe Abweichung ist innerhalb der Meßgenauigkeit, die 1 Proz. beträgt.

Bei einem Versuch mit hochfrequentem Wechselstrom von 2856 Perioden, der einer Teslamaschine entnommen wurde, die ich schon im Anfang erwähnte, ergab sich:

$$Cg = 420 \times 10^{-6} \text{ Amp.}^{1)}$$
$$C_w = 417 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Hier tritt allerdings eine geringe Abweichung auf, die aber immer noch innerhalb der 1 proz. Meßgenauigkeit liegt. Vermutlich darf auch der 1 m lange Konstantendraht w schon bei dieser Frequenz nicht mehr als induktionsfrei angesehen werden. Für Funkenschwingungen ist diese Methode natürlich aus diesem Grunde nicht verwendbar. Hierfür diente die in Fig. 6 dargestellte Versuchsanordnung.

Zwei Thermoindikatoren Th_I und Th_{II} sind in Serie geschaltet, ihre Galvanometerklemmen sind durch eine Wippe abwechselnd an das Spiegelgalvanometer G zu legen.

Ist Cg_I der Gleichstrom-Empfindlichkeitsfaktor von Th_I und Cg_{II} derjenige von Th_{II}, ferner γ_I der Wechselstromausschlag von Th_I, γ_{II} derselbe von Th_{II}, so ist, wenn die Angaben

1) Die Abweichung dieses Cg-Wertes gegenüber demjenigen bei 50 ∾ hat ihren Grund in einem etwas geänderten Abstand von Skala und Galvanometer.

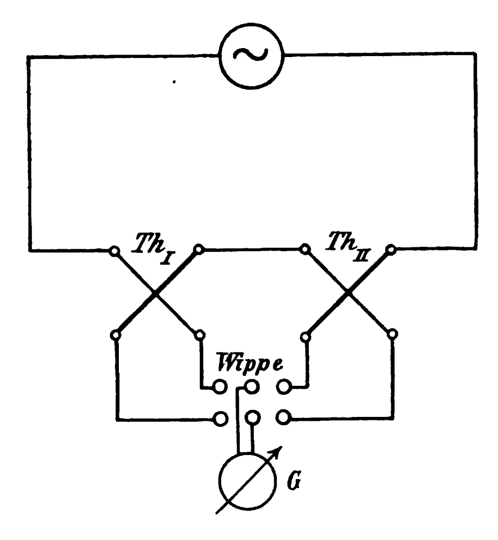


Fig. 6.

für Gleichstrom (theoretische Mittelkurve) und Wechselstrom identisch sind:

$$\frac{Cg_I}{Cg_{II}} = \frac{\sqrt{\gamma_{II}}}{\sqrt{\gamma_I}} = \varrho.$$

Untersucht wurden zwei Thermoindikatoren aus Manganin-Konstantan mit einem Drahtdurchmesser von 0,0154 mm, die ungefähr 5 mal so empfindlich waren, wie der vorher benutzte Thermoindikator aus Manganin-Nickel. Der Gleichstrom-Empfindlichkeitsfaktor war für beide Indikatoren in dem Bereich der benutzten Stromstärken sehr gut konstant. Die Gleichstromempfindlichkeiten waren:

für Th_I . . $Cg_I = 41{,}9 \times 10^{-6}$ Amp.,
„ Th_{II} . . $Cg_{II} = 38{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.

Das Empfindlichkeitsverhältnis ϱ war:

für Gleichstrom . . . . . $\varrho = 1{,}095$,
„ Wechselstrom ∾ 2600 . $\varrho = 1{,}098$,
„ Funkenschwingungen (10^6) $\varrho = 1{,}108$.

Die geringe Erhöhung von ϱ liegt innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler.

Anders verhielten sich zwei andere Thermoindikatoren ähnlicher Empfindlichkeit, ebenfalls aus Manganin-Konstantan von 0,0154 mm Durchmesser. Bei der Eichung dieser Instrumente stellte sich heraus, daß die Empfindlichkeitsfaktoren nicht unabhängig von der Stromstärke waren, welche das Thermoelement erwärmte. Fig. 7 stellt diese Abhängigkeit dar. Bildet man hier das Empfindlichkeitsverhältnis ϱ, bezogen auf einen bestimmten Galvanometerausschlag $\alpha = 300$ Skt., so ergibt sich:

für Gleichstrom . . . . . $\varrho = 0{,}831$,
„ Wechselstrom ∾ 2600 . $\varrho = 1{,}034$,
„ Funkenschwingungen (10^6) $\varrho = 1{,}023$.

Aus welchem Grunde der Empfindlichkeitsfaktor besonders bei dem Thermoindikator Th_I

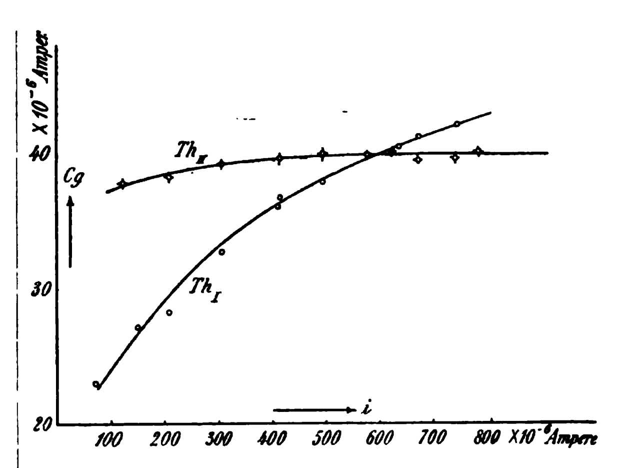


Fig. 7. Abhängigkeit des Empfindlichkeitsfaktors zweier Thermo-Indikatoren vom Belastungsstrom.

so stark mit der Stromintensität variiert, muß noch geklärt werden. Aus den Untersuchungen geht hervor, daß Thermoindikatoren mit konstantem Empfindlichkeitsfaktor für Gleich- und Wechselstrom, sowie auch für schnelle Schwingungen, praktisch identische Angaben machen.

Leider ist es mir, wegen meines Fortganges aus Halle, nicht möglich die Versuche weiter zu führen, dieselben werden aber von anderer Seite fortgesetzt.

Halle a. S., September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 29. Oktober 1908.)

Die Justierung des Quadrantelektrometers.

Von Hermann Scholl.

Inhalt: Experimentell wird festgestellt, welche Umstände es sind, die beim Quadrantelektrometer die Abweichungen von der linearen Beziehung zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential bedingen. Aus dem Befund ergibt sich eine einfache Justiervorschrift, die gleichzeitig Unabhängigkeit der Nullstellung vom Nadelpotential und genaue Proportionalität zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential zu erreichen gestattet. Zum Schluß wird die Konstruktion einer stabilen und leichten Quadrantennadel beschrieben.

Eine zwar schon länger bekannte, aber erst bei den neueren hochempfindlichen Quadrantelektrometern mit leichter Nadel und dünnem Suspensionsfaden störend gewordene Erscheinung, daß nämlich bei der üblichen Quadrantenschaltung die Empfindlichkeit des Instrumentes nicht, wie es die Maxwellsche Elektrometergleichung verlangt, linear mit dem Nadelpotential wächst, ist schon von Gouy [1]) richtig

1) Gouy, Journ. d. phys. 7, 97, 1888.

gedeutet, von Orlich[1]) dann eingehend theoretisch behandelt worden. Die allgemeine Gleichgewichtsbedingung enthält den Differentialquotienten $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$ der Nadelkapazität C nach dem Nadeldrehwinkel α. Maxwell setzt nun dieses Differential konstant. Orlich aber fügt ein Glied hinzu, welches α in erster Potenz aufhält[2]); infolgedessen erscheinen in seiner Gleichung mehrere mit α multiplizierte Glieder, nämlich außer dem auch bei Maxwell vorkommenden Torsionsmoment τ der Suspension eben dieses, das Quadrat des Nadelpotentials V_0 enthaltende Glied $\mathfrak{A} V_0^2$ aus der Nadelkapazität. Diese Glieder zusammen stellen aber die auf die Nadel einwirkende Direktionskraft D dar; somit hängt $D = \tau + \mathfrak{A} V_0^2$ nicht nur von der Fadentorsion, sondern auch vom Nadelpotential ab. Ist nun $\mathfrak{A}$ positiv, so nimmt mit steigendem Nadelpotential die Direktionskraft zu; dementsprechend müssen Schwingungsdauer T und Dämpfungsverhältnis k abnehmen und gleichzeitig die Empfindlichkeit E langsamer als linear wachsen, also der Quotient E/V_0 sinken (Fig. 1). Ist aber $\mathfrak{A}$ negativ, so findet in allem das Umgekehrte statt und die Kurven zeigen steigenden Charakter (Fig. 2).

1) E. Orlich, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **23**, 97, 1903.
2) Maxwell setzt also nur die Neigung der Kapazitätskurve in Rechnung, Orlich berücksichtigt auch deren Krümmung.

Die unmittelbar anschauliche Vorstellung der Kraftwirkungen, welche die Direktionskraft in dieser Weise beeinflussen, ergibt sich aus der bekannten Tatsache, daß die zwischen beweglichen Körpern bestehenden elektrischen Kraftlinien stets solche Veränderungen herbeizuführen suchen, durch welche der Kraftlinienfluß vermehrt, also der dielektrische Widerstand verringert wird. Folglich muß das zwischen Nadel und Quadranten bestehende elektrische Feld auf die Nadel stets eine Kraft in der Richtung zunehmender Kapazität ausüben. Ist nun in der Ruhelage der Nadel deren Kapazität ein Maximum, dann wird sich die Nadel beim Laden nicht bewegen; wird die geladene Nadel aus der Ruhelage abgelenkt, dann wird sie nicht nur durch die Fadentorsion, sondern auch durch das elektrische Feld in die Ruhelage zurückgezogen. Hier ist also $\mathfrak{A}$ positiv, die Direktionskraft des Fadens wird durch die „elektrostatische" Richtkraft unterstützt und die gesamte Direktionskraft wächst mit zunehmendem Nadelpotential. Daraus folgt fallender Charakter der Kurven wie in Fig. 1; bei einem bestimmten Nadelpotential $[V_0] = \sqrt{\frac{\tau}{\mathfrak{A}}}$ geht die Empfindlichkeit durch ein Maximum hindurch. Ist aber die Nadelkapazität in der Ruhelage ein Minimum, dann vergrößern die elektrostatischen Kräfte den Ausschlag der aus der Ruhelage entfernten Nadel noch weiter. Die

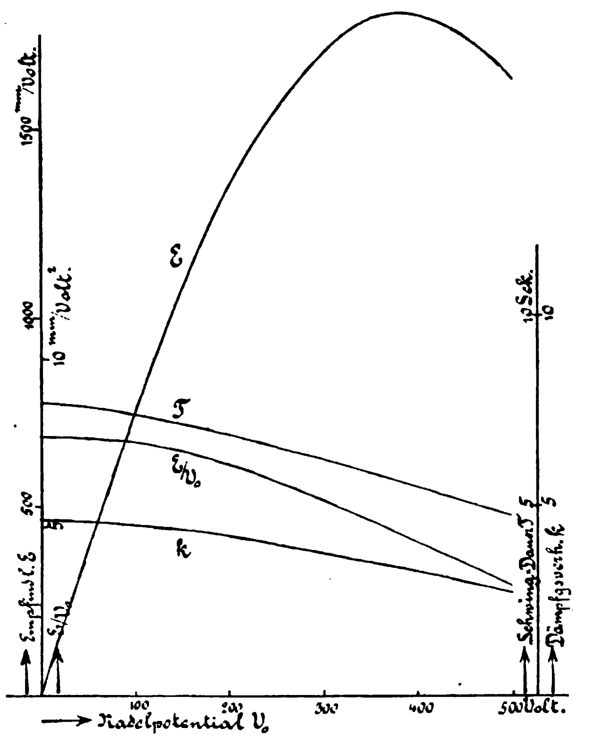


Fig. 1.

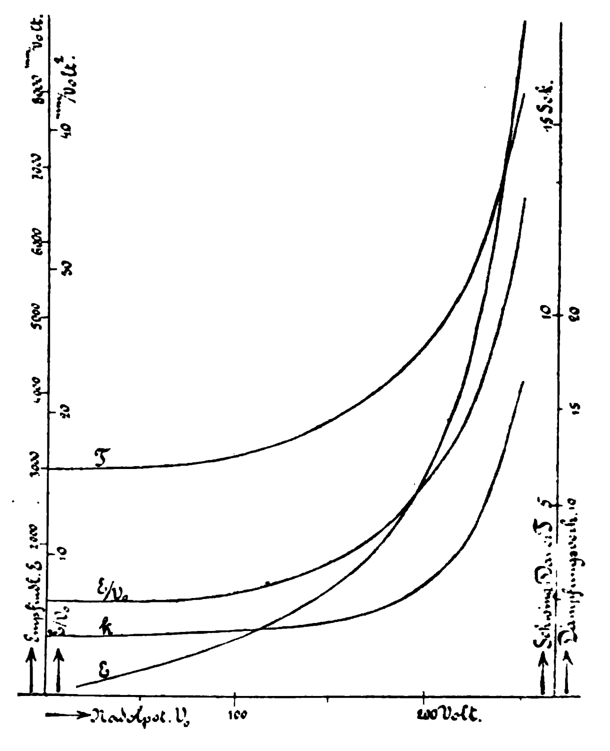


Fig. 2.

elektrostatische Direktionskraft verringert also diejenige der Fadentorsion, $\mathfrak{A}$ ist negativ, und somit müssen bei zunehmendem Nadelpotential T, k und E/V_0 ansteigen, wie es Fig. 2 zeigt, bis bei $V_0 = \sqrt{\frac{\tau}{\mathfrak{A}}}$ die Stabilität verloren geht und darüber hinaus Labilität eintritt.

Im allgemeinen, falls keinerlei besondere Justierung stattgefunden hat, wird die Kapazitätskurve im Ruhepunkt der Nadel weder ein Maximum noch ein Minimum besitzen, sondern fallen oder steigen und dabei gleichzeitig konkav oder konvex gegen die α-Achse sein. Der erste Umstand, die Neigung der Kurventangente $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$, wird zur Folge haben, daß die Nadel beim Laden im Sinne zunehmender Kapazität sich bewegt; diese Drehung kann wieder rückgängig gemacht werden durch die entgegengesetzte Drehung des Torsionskopfes. Der zweite Umstand dagegen, die Krümmung der Kurve, bewirkt Zu- oder Abnahme von Schwingungsdauer und Dämpfung und entsprechendes Verhalten der Empfindlichkeit bei zunehmendem Nadelpotential.

Die Frage, wodurch diejenigen Veränderungen der Nadelkapazität, aus denen die elektrostatische Direktionskraft resultiert, hervorgerufen werden, ist in der Literatur mehrfach erörtert. Walker[1]) ist der Ansicht, daß durch die Schlitze zwischen den Quadranten, welche, da an ihnen keine Kraftlinien enden, kapazitätsvermindernd auf die Nadel wirken, je nach ihrer Relativstellung zur Nadel ein derartiger Einfluß hervorgerufen werde. Cohnstädt[2]) vermutet die Ursache in der geringen, auch bei sorgfältiger Ausführung nicht ganz zu vermeidenden Höhenversetzung der Quadranten. Dolezalek[3]) endlich weist auf die an den Rändern der Nadel auftretende Kraftlinienstreuung hin. Indes läßt sich leicht zeigen, daß keiner dieser Umstände allein oder auch nur in erster Linie für das Verhalten des Elektrometers verantwortlich zu machen ist. Nur die beweiskräftigsten Versuche seien erwähnt. Die Nadel befand sich in einer, aus zwei Hälften zusammengesteckten, geschlossenen Messingschachtel, die also nicht durch Schlitze in Quadranten unterteilt war. Am Spiegel war ein kleiner Magnet befestigt, so daß die Nadel durch eine außerhalb der Messingschachtel angebrachte Spule zwecks Bestimmung von Schwingungsdauer und Dämpfung angestoßen werden konnte. Es zeigte sich nun, daß T und k beim Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen Nadel und Messingschachtel ganz erheblich abnahmen, daß also dieses elektrische Feld die Direktionskraft merklich vergrößerte. Die nichtlineare Beziehung zwischen Nadelpotential und Empfindlichkeit, welch letztere hier natürlich nicht bestimmbar ist, kann somit auch dann stattfinden, wenn die Voraussetzungen für die Erklärungen von Walker und Cohnstädt nicht erfüllt sind. Sodann wurde, nachdem die Nadel durch eine Vollkreisscheibe ersetzt war, ganz derselbe Versuch mit ganz demselben Resultat wiederholt; also auch hier, wo doch ein Streufeld im Sinne der Dolezalekschen Auffassung gar nicht vorhanden ist, vermag die Ladung der Scheibe das Auftreten einer elektrostatischen Direktionskraft zu bewirken. Deren Ursache muß also, wenigstens in erster Linie, in Umständen gesucht werden, die nichts mit der Unterteilung der Messingschachtel in Quadranten und nichts mit den Rändern der Nadel zu tun haben.

Nach diesen Umständen braucht offenbar nicht weit gesucht zu werden. Stünden, bei genau vertikaler Drehungsachse der Nadel, die vollkommen ebenen Quadrantenflächen völlig horizontal, dann würden offenbar alle Flächenelemente der Nadel sich parallel zu den Quadrantenflächen bewegen, also ihren Abstand von diesen nicht ändern; die Kapazität der Nadel müßte dann konstant, also von ihrer Einstellung unabhängig sein. Aber die Quadrantenflächen werden nie ganz eben und insbesondere stets mehr oder weniger gegen den Horizont geneigt sein; und da die Nadel ein sicherlich sehr unebenes Gebilde ist, so muß beim Drehen der Nadel der Abstand zwischen ihr und den Quadrantenflächen hier größer und dort kleiner werden und damit die Nadelkapazität in komplizierter und ganz unübersehbarer Weise sich ändern. Folglich muß man jedenfalls den Verlauf der Kapazitätskurve dadurch deutlich zu beeinflussen imstande sein, daß man die Neigung der Quadrantenflächen gegen den Horizont, also auch gegen die vertikale Nadelachse verändert. Das ist denn auch durchaus der Fall. Dahingehende Versuche zeigen, daß durch bloße Drehung an den Fußschrauben des Elektrometers nicht allein der Sinn der beim Laden der Nadel eintretenden Verschiebung der Ruhelage umgekehrt werden kann (entsprechend einem Vorzeichenwechsel von $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$), sondern daß man es auch in der Hand hat, je nach Belieben die elektrostatische Direktionskraft derjenigen der Fadentorsion gleichsinnig oder ihr entgegengerichtet zu machen (entsprechend also entgegengesetztem Vorzeichen von $\mathfrak{A}$ bzw. der Krümmung der C-Kurve). Mittels der Fußschrauben des Instruments lassen sich also Neigung und

1) W. Walker, Phil. Mag. **6**, 238, 1903.
2) E. Cohnstädt, Diese Zeitschr. **7**, 380, 1906.
3) F. Dolezalek, Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908.

Krümmung der Kapazitätskurve willkürlich einstellen[1]).

Hieraus ergibt sich nun offenbar die Möglichkeit eines mit den stets vorhandenen Mitteln durchführbaren Justierungsverfahrens, das die eingangs genannten Übelstände zu vermeiden gestattet. Ziel dieser Justierung wird es offenbar sein zu bewirken, daß im Ruhepunkt der ungeladenen Nadel Neigung und Krümmung der Kapazitätskurve Null werden, d. h. daß im gesamten Meßbereich die Nadelkapazität konstant ist; dann wird die Ruhelage unabhängig vom Nadelpotential sein und die Empfindlichkeit proportional mit dem Nadelpotential anwachsen. Stände die Drehachse der Nadel genau senkrecht und wären obere und untere Grenzflächen der Quadranten völlig eben und horizontal, so wäre die C-Kurve durchaus eine horizontale Gerade. Wegen der unvermeidlichen Unebenheit der Quadrantenflächen und sonstiger Unregelmäßigkeiten aber wird die horizontale Einstellung der Quadranten nicht die richtige Justierung ergeben. Doch ist diese stets leicht zu finden, etwa durch das folgende Verfahren. Die drei Stellschrauben seien so orientiert, wie Fig. 3 erkennen läßt, so daß also durch geeignete Betätigung derselben das Instrument und somit die Quadrantenschachtel nach Wunsch um die horizontale Achse AA bzw. BB gedacht

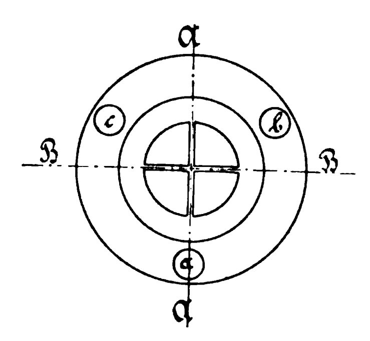


Fig. 3.

werden kann. Durch wenige Vorversuche ist leicht festzustellen, welche dieser Drehungen hauptsächlich die Abhängigkeit der Einstellung vom Nadelpotential (also die Neigung der Kapazitätskurve) beeinflußt, und welche hauptsächlich die Änderungen von T, k und E/V_0 (also die Krümmung der Kapazitätskurve) bestimmt. Verteilen sich beide Meisteinflüsse auf beide Achsen, variiert also z. B. die Kurvenneigung vorzugsweise bei Drehung um AA, die Krümmung bei Drehung um BB, dann ist offenbar leicht eine geeignete Stellung zu finden, in der beide Bedingungen erfüllt sind, die also die gewünschte Justierung darstellt. Und auch, wenn einer und derselben Achse beide Meisteinflüsse zukommen, ist die richtige Justierung möglich, solange nur, was meist von selbst zutreffen wird, nötigenfalls aber leicht erreicht werden kann durch geringe Höhenverschiebung der Nadel oder eines Quadranten usw., Drehung um die andere Achse beide Einflüsse in verschiedenem Maße verändert. Tatsächlich gelang bei einem bisher nach diesem Prinzip noch nicht behandelten Elektrometer, dessen hier in Betracht kommende Eigenschaften also noch unbekannt waren, die richtige Justierung nach etwa halbstündigem, systematischem Probieren[1]); dabei war anfänglich die Ruhelage stark vom Nadelpotential abhängig und die Empfindlichkeit auch nicht annähernd mit diesem proportional gewesen. Zum Schluß stand dann freilich die Nadel durchaus nicht zentrisch in der Quadrantenschachtel, da dem Instrument eine geeignete Verschiebungsvorrichtung am Torsionskopf fehlte[2]).

Wegen unvermeidlicher Unregelmäßigkeiten und Unebenheiten von Quadranten und Nadel kann die Kapazitätskurve niemals eine durchaus gerade Linie sein; sie wird von einer solchen immer mehr oder weniger abweichen, also eine mehr oder weniger stark gekrümmte Kurve sein, die nur, falls die richtige Justierung erreicht ist, im Ruhepunkt der Nadel eine horizontale Tangente besitzt, an welche Berührung zweiter Ordnung stattfindet. Das hat zur Folge, daß strenge Proportionalität zwischen Potentialdifferenz der Quadranten und Nadelausschlag nur über einen solchen Drehungswinkel gilt, in welchem die Kurve der Nadelkapazität von der Geraden nicht merklich abweicht. Darüber

1) Die bei Orlich vorkommenden Größen $\mathfrak{A}$ usw. sind demnach für ein und dasselbe Instrument mit derselben Nadel keine Konstanten, sondern von der zufälligen Justierung abhängig. Deshalb ist die Empfindlichkeitskurve nur bezüglich der Anfangsneigung $\left(\frac{\partial E}{\partial V_0}\right)_0$ durch die Dimensionen von Quadranten, Nadel, Faden, sowie die Höhenlage der Nadel bestimmt; der weitere Verlauf dagegen ist beliebig veränderlich.

1) Erst als der vorliegende Aufsatz abgeschlossen war, fand ich in einem Tätigkeitsbericht der Physikalisch-technischen Reichsanstalt (Zeitschr. f. Instrumentenkunde **24**, 147, 1906) eine kurze Notiz von H. Schultze über denselben Gegenstand, in der bereits dasselbe Mittel, welches $\mathfrak{A}$ gleich Null zu machen gestattet, angegeben wird, jedoch ohne weitere Begründung.

2) Dolezalek (Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908) hebt in der Beschreibung seines Binantelektrometers als einen der Vorzüge des neuen Instruments gegenüber dem Quadrantelektrometer die wesentlich bessere Proportionalität der Empfindlichkeit mit der Nadelladung hervor. Wie sich aus dem Obigen ergibt, darf das nicht allgemein behauptet werden; es ist nur Sache der richtigen Justierung beider Instrumente, durch welche genau lineare Beziehung zwischen Empfindlichkeit und Nadelladung erzielt werden kann. Die Kugelform übrigens, die Dolezalek Nadel und Schachtel gibt, macht die Justierung mittels der drei Fußschrauben, wie es oben vorgeschlagen wurde, um so unwirksamer, je näher der Aufhängepunkt der Nadelsuspension dem Krümmungsmittelpunkt liegt. Hier müßte durch eine besondere Stellvorrichtung die Binantenschachtel als Ganzes für sich nach allen Richtungen geneigt werden können, etwa wie das beim Hallwachsschen Elektrometer der Fall ist.

hinaus müssen elektrostatische Direktionskräfte auftreten, die für entsprechend große Ausschläge Abweichungen der Empfindlichkeitskurve von der Geradlinigkeit zur Folge haben. Das geschieht aber erst bei um so größeren Ausschlägen, je weniger gekrümmt im allgemeinen die Kapazitätskurve verläuft; und das ist sicher um so mehr der Fall, je besser die mechanische Ausführung des Instrumentes ist, speziell je mehr Sorgfalt auf Ebenheit von Nadel und Quadrantenflächen gelegt wurde.

Nicht immer braucht das erwünschte Ziel der Justierung möglichst vollständige Proportionalität zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential zu sein. Bisweilen wird möglichst schnelle Zunahme der Empfindlichkeit mit steigendem Nadelpotential anzustreben sein, etwa wenn nur verhältnismäßig geringe Spannung zum Laden der Nadel zur Verfügung steht; oder aber man wird Wert legen auf recht geringe Schwingungsdauer, also tunlichste Erhöhung der Direktionskraft. Anstatt in solchen Fällen das Gewünschte durch Einziehen geeigneter Suspensionsfäden zu erreichen, wird es bequemer sein, durch eine der beschriebenen analoge Justierung die Kapazitätskurve derart zu beeinflussen, daß der gewollte Effekt eintritt.

Zum Schluß einige Worte über die Konstruktion einer Quadrantennadel, die sich gut bewährt hat. Zu erstreben ist einerseits geringes Trägheitsmoment, andererseits aber großes Gewicht der ganzen Nadel, damit die unveränderte Lage der vertikalen Drehungsachse genügend gesichert ist, also durch die elektrostatischen Kräfte zwischen Nadel und Quadranten nicht beinflußt wird. Achtet man hierauf nicht, dann sind, auch wenn es nicht zu einem Anliegen der geladenen Nadel an die Quadranten kommt, Störungen unvermeidlich,

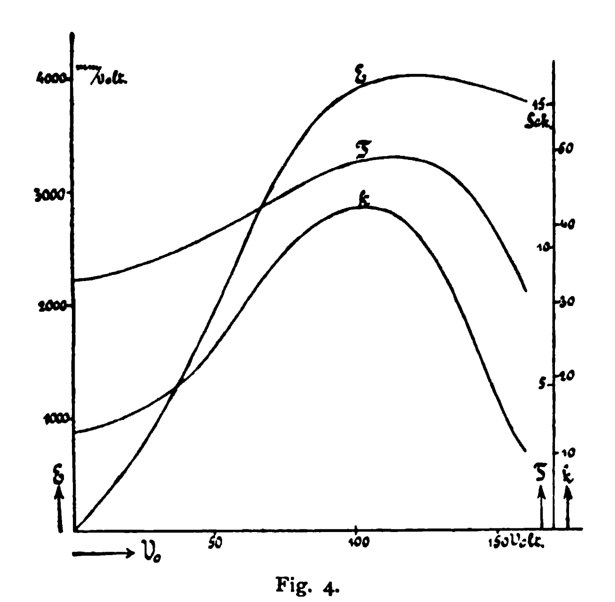


Fig. 4.

wie sie Fig. 4 zeigt; man sieht dort, daß bei niederen Nadelpotentialen V_0 die elektrostatische Direktionskraft negativ ist, daß aber bei höheren Potentialen eine solche Schrägstellung der Drehachse stattfindet, daß der umgekehrte Effekt entsteht. Gute Resultate lieferte die in Fig. 5

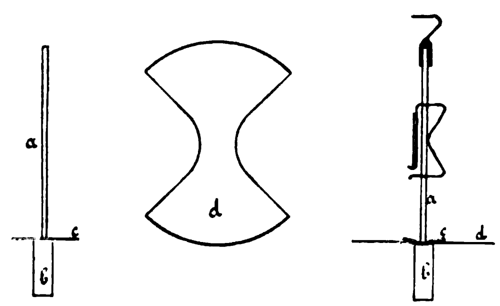


Fig. 5. Natürl. Größe.

skizzierte Nadel. Der axiale Teil (Gehänge) besteht aus einem kräftigen Messingdraht *a* (0,7 mm Dm.), der durch ein unten angeschraubtes Gewicht *b* noch besonders beschwert ist. Dort, wo *a* und *b* zusammenstoßen, ist ein dünnes Platinblech *c* angelötet. Die etwa 25 mm lange Nadel besteht aus einem Glimmerblatt von ca. 0,015 mm Dicke, das mit Hilfe einer Messingschablone auf einer untergelegten Glasplatte beschnitten und dann im Wasserstoffvakuum kathodisch mit Platin bestäubt wird. Die fertige Nadel wird auf *a* geschoben und auf *c* aufgelegt, worauf nach Zufügen von einigen kleinen Stanniolblättchen die Enden von *c* umgebogen werden, so daß sie die Nadel fest umfassen. Im Interesse größerer Steifheit des dünnen Glimmerblattes ist es gut, zum Schluß die Nadel in der Mitte ein wenig zu wölben, was leicht durch geeignetes Biegen an *c* geschehen kann; dadurch wird gerade die Mitte, die schwächste Stelle, versteift, während die großen Endflächen fast völlig eben bleiben. Das Ganze ist nun so fest, daß es bei *b* in eine Drehbank eingespannt und gehörig ausgerichtet werden kann, worauf dann die Spiegelfassung und eine kleine, den Aufhängehaken tragende Hülse aufgeschoben werden können, ohne daß Verbiegen im mindesten zu befürchten wäre.

Das Gesamtgewicht der Nadel beträgt 520 mg, das Gehänge wiegt 500 mg, die platinierte Glimmernadel selbst 20 mg. Das gesamte Trägheitsmoment ist 0,017 g/cm², das des Gehänges allein 0,008 g/cm² und das der Nadel allein 0,009 g/cm².

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. Oktober 1908.)

Eine neue Isolationsmethode.

Von N. Russeltvedt.

Bei elektrischen — speziell luftelektrischen — Messungen in feuchter Luft hat man immer die Schwierigkeit zu bekämpfen, daß wegen der Feuchtigkeitsaufnahme an den Isolatoren die Isolation versagen wird. Durch vollständige Verkapselung des Isolators, so daß nur ein Loch zurückbleibt, durch welches der Leiter frei hinausragen kann, und durch Austrocknen dieser Kapsel sucht man, wie es z. B. mit dem Elster und Geitelschen Elektroskop der Fall ist, diese Schwierigkeit zu vermeiden. Wer sich mit luftelektrischen Messungen im Freien beschäftigt hat, wird indes die Mängel dieser Anordnung zugeben. Wenn kleine Wasserpartikel in der Luft herumschweben (Nebel und Regen), versagen oft die in dieser Weise geschützten Isolatoren ganz, gleichfalls werden die Observationsresultate unsicher, wenn die Luft unruhig ist, da, wie bekannt, ein einziger Windstoß oft genügt, die in der Kapsel sich befindliche Luft ganz zu erneuen. Wenn die neu zugeführte Luft nun feucht ist, wird sie mindestens eine Schwankung der Isolationskonstante hervorrufen. Ich habe mich darum nach einer anderen Methode umgesehen. Es fiel mir dann ein, daß man gewöhnlich, wenn die Luft feucht ist, die Elektrisiermaschine, um eine bessere und sicherere Wirkung zu erhalten, ein wenig erwärmt, ehe man sie in Gebrauch nimmt. Ich meinte nun, daß dieses Verfahren allgemein verwendet werden könne. Die von mir so in Verwendung gebrachte, unten näher beschriebene Methode besteht darin, daß ich die übrigens sorgfältig gebauten Isolatoren mittelst eines elektrischen Heizapparates erwärme. Dabei kann die relative Feuchtigkeit in der Nähe des Isolators beliebig erniedrigt werden, wenn die Temperatur der Umgebung nicht so hoch ist, daß der Isolator durch weitere Erwärmung zerstört wird. Da eine Temperatur von etwa 15° C über die der umgebenden Luft jedenfalls als hinreichend anzusehen ist, um die notwendige Trockenheit zu erhalten, so ist gewöhnlich diese Gefahr nicht vorhanden.

Fig. 1 stellt die allgemeine Form meines mit Heizapparat versehenen Isolators dar. Das obere Ende ist gegen Feuchtigkeit geschützt.

A ist der Leiter, welcher isoliert werden soll, *B* der Isolator, *C* der Heizapparat. *D* ist ein Rohr, das in den Hohlraum des Isolators ausmündet und zur Befestigung des Austrocknungsgefäßes *G* dient, welches zum Austrocknen des Hohlraumes des Isolators dient. *E* ist die an den Heizapparat führende elektrische Stromleitung. *F* ist eine an der Kapsel des Heizapparates festgelötete Leitung, die, wenn der

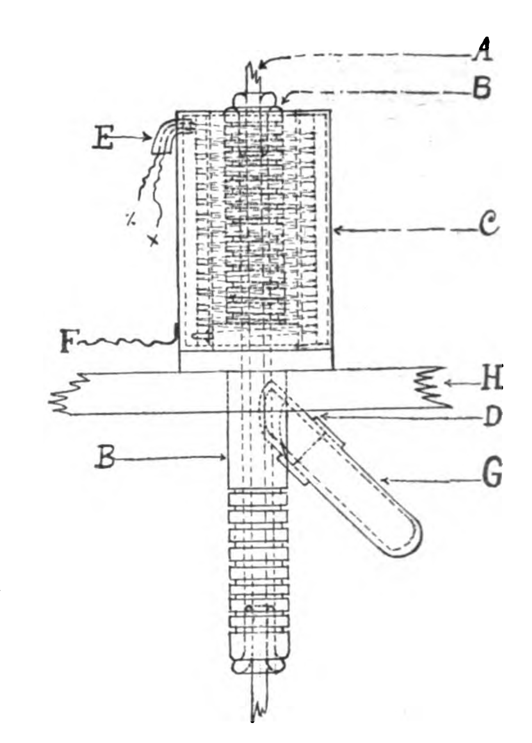


Fig. 1.

Apparat verwendet wird, gut geerdet werden muß. *H* ist die Wand, an welcher der Isolator befestigt ist. Soll *A* nicht, wie an der Figur, durch eine Wand geführt werden, dann wird der Isolator natürlich wie gewöhnlich nicht ganz durchgebohrt, und auch nicht der Bernsteinstopf *b'* (siehe Fig. 2), in welchen dann *A* enden dürfe. Das untere Ende ist dann übrigens wie ein gewöhnlicher Zapfen herzustellen.

Fig. 2 zeigt einen Zentralschnitt des Isolators. Derselbe ist aus dickwandigem Ebonitrohre gedrechselt und mit Nuten *r* an den freien Enden versehen[1]). Rücksichtlich dieser Nuten will ich bemerken, daß die Konstruktion der an Starkstromanlagen für hohe Spannung verwendeten Porzellanisolatoren mir als Vorbild gedient hat. Der wesentlichste Vorteil dieser Nuten in der Elektrostatik ist der, daß man die Oberflächenisolation bei Berührung mit den Händen nicht beeinträchtigt, was sonst häufig eintreten kann.

Der Leiter *A* berührt den Isolator nur an zwei Stellen, nämlich in den Bernsteinstopfen *b* und *b'*. Die letzteren (Konstruktion s. Figur) müssen, um Luftzirkulation zu verhindern, gut eingepaßt werden.

Der aus Ebonit verfertigte Teil des Isolators wird wegen seiner Neigung zum Oxydieren des in demselben befindlichen Schwefels mit Schellack überzogen.

In Fig. 3 sieht man die Kapsel des Heiz-

1) Solche Nuten sind auch von Herrn Prof. Dr. Schering und vielleicht auch anderen Forschern verwendet.

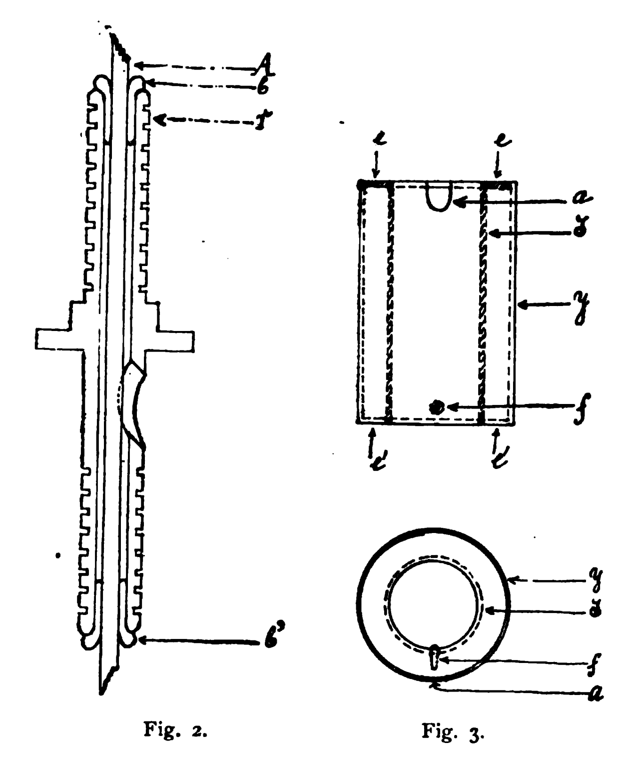


Fig. 2. Fig. 3.

apparates. Sie besteht aus zwei Teilen, einem äußeren (Y) und einem inneren (I), die, wenn zusammengeschoben wie in der Figur, gut zusammenpassen müssen. Die Anfertigung geht auf folgende Weise vor: Die Außenseite der Innenkapsel und die Innenseite der Außenkapsel werden, um die notwendige Isolation zu erhalten, mit einer passenden Schicht von Asbest belegt, die Länge des Widerstandsdrahtes wird bestimmt; die Mitte des Drahtes wird an den an der Innenkapsel befestigten Glasstift f angeheftet und beide Enden werden an der Asbestschicht der Innenkapsel nebeneinander (wie in Fig. 1 gezeigt) aufgewunden und an dem elektrischen Kabel E (Fig. 1) angelötet. Das Kabel wird durch das Loch a herausgeführt, der Asbest wird gut ausgetrocknet; die zwei Teile werden mit Zinn luftdicht zusammengelötet und a wird mit Siegellack oder einem anderen geeigneten Material gedichtet. — Der auf diese Weise angefertigte Isolatorenheizapparat hat sich an dem Observatorium des Norwegischen Meteorologischen Instituts jahrelang gut gehalten.

Die Methode ist gut, man muß sich aber auch hier erinnern, daß man, wenn dieses Verfahren im Freien verwendet wird, den Isolator gegen Niederschlag und starken Wind, der eine plötzliche starke Abkühlung zur Folge hat, schützen muß.

Man kann natürlich im Laboratorium, wo es sich nur um kürzeren Gebrauch eines Apparates handelt, die Isolatoren, von unten oder von oben, mittels einer gewöhnlichen Glühlampe mit aller Vorsicht erwärmen; handelt es sich dagegen um Trockenhalten von Isolatoren im Freien und längere Zeit — z. B. bei Registrierungen — ist letztere Methode nicht zu empfehlen. Sie ist nicht zweckmäßig und obendrein kostspielig. Bei Serienschaltung können 10—15 der oben beschriebenen Heizapparate durch die Energie, die eine gewöhnliche 16kerzige Glühlampe braucht, gespeist werden.

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß auch hier die Spinnen ihre unliebsame Wirksamkeit entfalten, und zwar wegen der Wärme in verstärktem Grade. Auch andere Insekten werden sich gern an den Apparaten niederlassen, um es sich bei der Wärme gemütlich zu machen. Versagt die Isolation plötzlich, so muß man auch diesen Umstand im Auge behalten.

Kristiania, im Oktober 1908.

(Eingegangen 6. November 1908.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Karl Scheel und Rudolf Schmidt (Charlottenburg), Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums.

Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums liegen Arbeiten von Lord Rayleigh[1]), sowie von Ramsay und Travers[2]) vor. In beiden wurde der Brechungsexponent von Helium relativ zu dem von Luft und Wasserstoff nach einer Interferenzmethode bestimmt, welche auf dem Vergleich der Lichtgeschwindigkeiten in gleichen Längen zweier Gase beruht.

Die gefundenen Verhältniszahlen von $n-1$ für Helium gegen Luft sind

nach Lord Rayleigh 0,146
„ Ramsay und Travers . . 0,1238

Diese Werte beziehen sich nicht auf eine bestimmte Wellenlänge, sondern gelten für weißes Licht (Petroleumlampe). Für den absoluten Brechungsexponenten des Heliums ergibt sich hieraus, unter Zugrundelegung des Brechungsexponenten der Luft für die Natriumlinie $n_D = 1{,}000\,2928$:

1) Proc. Roy. Soc. **59**, 201—206, 1896.
2) Ebenda **67**, 331, 1900.

nach Lord Rayleigh . . . $n = 1{,}0000427$
„ Ramsay und Travers $n = 1{,}0000362$

Beide Werte weichen erheblich voneinander ab. Über die Reinheit des benutzten Heliums gibt Lord Rayleigh nichts an. Die Dichte des von Ramsay und Travers untersuchten Gases war 1,98, falls man annehmen kann, daß die Bestimmung des Brechungsexponenten mit der von ihnen dargestellten reinsten Fraktion vorgenommen wurde. Dagegen scheint das von Lord Rayleigh benutzte Helium noch stärker verunreinigt gewesen zu sein, eine Annahme, die um so wahrscheinlicher ist, als seine Beobachtungen in die Zeit fielen, in welcher die Eigenschaften des Heliums erst wenig bekannt waren.

Da in der Reichsanstalt zu anderen Zwecken eine größere Menge Helium dargestellt und außerdem eine bequeme Methode zur Bestimmung von Brechungsexponenten von Gasen ausgebildet war, so schien es erwünscht, eine Neubestimmung des Brechungsexponenten von Helium vorzunehmen.

Das Helium wurde aus Monazitsand gewonnen und in bekannter Weise durch Überleiten über Bleichromat, Kupfer und Kupferoxyd gereinigt. Die letzten Spuren fremder Gase, auch das aus dem Monazitsand mitentwickelte Argon (etwa 0,5 Proz.) wurden durch Überleiten über mit flüssiger Luft gekühlte Kokosnußkohle und Platinschwamm vollständig entfernt. Eine sorgfältige spektroskopische Untersuchung vor und nach den Versuchen ließ keinerlei Verunreinigungen erkennen.

Über die Methode der Bestimmung des Brechungsexponenten sei auf die frühere Veröffentlichung des einen von uns[1]) verwiesen. Sie gründet sich darauf, daß zwischen zwei einander nahezu parallelen ebenen Flächen, die durch einen Zwischenraum von der Dicke h getrennt sind, Fizeausche Interferenzen erzeugt werden und die Anzahl k der Interferenzstreifenintervalle gemessen wird, welche durch eine feste Marke hindurchgehen, wenn der mit dem zu untersuchenden Gase erfüllte Zwischenraum von der Dicke h evakuiert wird. Bezeichnet λ die Wellenlänge im leeren Raum, so ergibt sich der Brechungsexponent $n_{t,p}$ des unter dem Druck p stehenden Gases von der Temperatur t aus der Gleichung

$$k = \frac{2h}{\lambda}(n_{t,p} - 1),$$

woraus sich mit Hilfe des Gesetzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$, $n_{0,760}$, der Brechungsexponent des Gases unter 760 mm Druck bei 0°, berechnet. h ist bei den vorliegenden Versuchen durch die Höhe des Quarzringes gegeben und bei der Versuchstemperatur (etwa 14°) gleich 9,998 mm.

Die folgenden Tabellen enthalten die Beobachtungsresultate, welche lediglich wegen der Ausdehnung des Quarzringes zufolge geringer Abweichungen von der Mitteltemperatur 14° verbessert sind.

Die letzte Tabelle gibt die Mittelwerte beider Reihen wieder. Es ist versucht worden, diese Werte nach einer Dispersionsformel von der Form

$$n - 1 = a + b \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

darzustellen, doch ergab eine Auswertung der Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate für b nahezu den Wert 0. Die Dispersion des Heliums scheint also sehr klein zu sein, und innerhalb der Beobachtungsfehler vorliegender Untersuchungen zu liegen. Man wird also den Mittelwert obiger Zahlen

$$n = 1{,}0000340$$

als den für das ganze sichtbare Spektrum gültigen Wert des Brechungsexponenten des Heliums anzunehmen haben. Seinen wahrscheinlichen Fehler kann man auf Grund der inneren Übereinstimmung der Messungen auf ± 2 Einheiten der letzten angegebenen Ziffer ansetzen.

Dieser Wert des Brechungsexponenten ist noch erheblich kleiner als derjenige von Ramsay und Travers. Diese Unstimmigkeit kann man wohl nicht auf Verunreinigung des von Ramsay und Travers benutzten Gases zurückführen, wenngleich beispielsweise weniger als ½ Proz. Kohlenwasserstoffe bereits zu ihrer Erklärung ausreichen würde. Jedenfalls aber hat

1) Karl Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 24—36, 1907.

1. Reihe.

$\lambda/2$ μ	Lesung: Vakuum	Lesung: $t = 14{,}10^0$ $p = 769{,}6$ mm	Lesung: Vakuum	Lesung: Vakuum Mittel	k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760} - 1$
0,3338	1,816	0,814	1,815	1,815	1,001	0,334	0,000 034 7
0,2938	1,197	0,144	1,297	1,247	1,103	0,324	0,000 033 7
0,2895	1,787	0,691	1,827	1,807	1,116	0,323	0,000 033 6
0,2885	1,528	0,431	1,602	1,565	1,134	0,327	0,000 034 0
0,2508	1,698	0,458	1,773	1,735	1,277	0,320	0,000 033 2
0,2179	2,101	0,639	2,155	2,128	1,489	0,324	0,000 033 7

2. Reihe.

$\lambda/2$ μ	Lesung				k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760}-1$
	Vakuum	$t=13,89^0$ $p=778,8$ mm	Vakuum	Vakuum Mittel			
0,3338	1,828	0,816	1,817	1,822	1,006	0,336	0,000 034 5
0,2938	1,227	0,096	1,239	1,233	1,137	0,334	0,000 034 3
0,2895	1,750	0,632	1,800	1,775	1,143	0,331	0,000 034 0
0,2885	1,570	0,426	1,566	1,568	1,142	0,329	0,000 033 7
0,2508	1,739	0,426	1,753	1,746	1,320	0,331	0,000 034 0
0,2179	2,109	0,551	2,104	2,106	1,555	0,339	0,000 034 8

$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}	$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}
0,3338	0,000 034 6	+6	0,2885	0,000 033 8	−2
0,2938	0,000 034 0	0	0,2508	0,000 033 6	−4
0,2895	0,000 033 8	−2	0,2179	0,000 034 2	+2

falls man überhaupt Verunreinigungen zulassen will, der kleinste Wert des Brechungsexponenten für Helium immer die größte Wahrscheinlichkeit, weil Helium von allen Gasen den bei weitem kleinsten Brechungsexponenten besitzt.

Es mag aber auch darauf hingewiesen werden, daß die hier benutzte absolute Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten einer relativen Methode, wie sie von Lord Rayleigh sowohl, als auch von Ramsay und Travers angewendet ist, sicher überlegen ist.

Zusatz: Kurz nach Abschluß der vorliegenden Arbeit sind noch drei Veröffentlichungen über Brechung und Dispersion des Heliums erschienen, deren Ergebnisse sich durch die folgenden Gleichungen darstellen lassen:

Burton[1]) . . $(n-1)\cdot 10^7 = 347,8 + 0,75\cdot\frac{1}{\lambda^2}$,

Cuthbertson und Metcalfe[2])

$$(n-1)\cdot 10^7 = 347 + 0,83\cdot\frac{1}{\lambda^2},$$

Herrmann[3]) $(n-1)\cdot 10^7 = 330,4 + 4,40\cdot\frac{1}{\lambda^2}$,

wo λ die Wellenlänge in $\mu = 0,001$ mm bezeichnet.

1) H. Burton, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 390—405, 1908.
2) C. Cuthbertson and E. Parr Metcalfe, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 411—419, 1908.
3) Kurt Herrmann, Verh. D. Phys. Ges. **10**, 211—216, 476—482, 1908.

Der Inhalt der Formeln läßt sich durch die folgende vergleichende Tabelle anschaulich machen:

	λ	Scheel und Schmidt	Burton	Cuthbertson und Metcalfe	Herrmann
$(n-1)\cdot 10^7$	0,589 μ	340	350	349	343
δn in 10^{-7}	0,644 „	0	0	0	−2
	0,578 „	0	0	0	0
	0,436 „	0	+2	+2	+10

Die in der vorliegenden Arbeit gefundene geringe Dispersion des Heliums wird innerhalb der Fehlergrenzen durch die englischen Arbeiten bestätigt, wogegen die bezüglichen Messungen von Herrmann eine erhebliche Abweichung zeigen. Dem hier bestimmten absoluten Wert des Brechungsexponenten kommt für die Natriumlinie der Herrmannsche Wert am nächsten.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

Diskussion.

Pulferich: Ich möchte fragen, nach welchen Methoden die englischen Messungen ausgeführt sind.

Scheel: Alle drei Arbeiten sind nach der Methode des Jaminschen Refraktors ausgeführt.

VORTRÄGE UND REDEN.

Wissenschaft und Technik[1]).

Von Felix Klein.

Königliche Hoheit! Hochgeehrte Anwesende! Das war vor 30 Jahren, daß eine kleine Zahl Professoren der hiesigen Technischen Hochschule sich alle 14 Tage am Samstag abend zusammenfand, um in ausführlicher Bezugnahme durch Vortrag und Diskussion ihre wissenschaftlich-technischen Interessen abzuklären und zu fördern. Sie nannten sich das Mathematische Kränzchen, aber nicht die einzelne Wissenschaft in abstracto, sondern die Beziehung zwischen Wissenschaft und Technik bildete den Mittelpunkt des gemeinsamen Interesses. Daß diese Beziehung, insbesondere was Mathematik und Physik angeht, sehr viel weiter entwickelt werden müsse, als bis dahin geschehen, das war das ständige Argument, welches unser verehrtes Mitglied, Professor Linde, uns mit nie ermüdendem Eifer vor die Seele stellte. Bauschinger hatte schon einige Jahre vorher an der Münchener Technischen Hochschule das erste staatliche Laboratorium für Festigkeitslehre eröffnet. Jetzt war es Linde gelungen, ein Laboratorium für theoretische Maschinenlehre zu begründen, in welchem zunächst Untersuchungen über die thermodynamischen Eigenschaften des überhitzten Wasserdampfes durchgeführt werden sollten.

Die Form ist bald zerfallen, die Mitglieder unseres kleinen Kreises wurden zerstreut, aber der Gedanke, der uns zusammengeführt, hat sich als siegreich erwiesen und in der Gründung des Deutschen Museums eine glänzende, nie geahnte Verwirklichung gefunden. Mir aber haben Sie den ehrenvollen Auftrag erteilt, bei der heutigen Festversammlung der Museumsmitglieder die Beziehung zwischen Wissenschaft und Technik in den Mittelpunkt der Betrachtung zu rücken, damit wir uns der Grundlage bewußt werden, auf der wir bauen, und der weiteren Ziele, die damit gegeben sind.

Der größte Feind, geehrte Anwesende, der richtigen Bestrebungen erwächst, ist nicht äußerer Widerstand, sondern Übertreibung. Von ihr müssen wir uns von vornherein freihalten, wenn wir nicht in ein falsches Fahrwasser geraten wollen. Noch andere, noch wichtigere Vorbedingungen für das Gedeihen der Technik gibt es als die Verbindung mit der Wissenschaft. Das sind die allgemeinen intellektuellen und ethischen Qualitäten: der technische Instinkt, der Unternehmungsgeist, die Beharrlichkeit; auch die Organisation der Arbeit spielt eine wichtige Rolle. Und ebenso hat die Wissenschaft ihre stärksten Wurzeln für sich: den unbedingten Trieb zur Erforschung der Wahrheit, woran sich die Unbestechlichkeit des Urteils schließt, die Freude am geordneten Denken, die Gründlichkeit und auch wohl eine gewisse Langsamkeit. Werden die beiden Gebiete in gedeihliche Wechselwirkung treten? Es gelingt nicht immer, und es sind unter Umständen auch üble Folgen der Bezugnahme zu vermerken, bei denen ich heute nicht weiter verweile. Aber wo sich die geeigneten Kräfte zusammenfinden, da entsteht neues, nach beiden Seiten förderliches Leben. Für die Wissenschaft kommt hier nicht nur der wichtige Impuls in Betracht, der sich aus dem Herankommen neuer Hilfsmittel ergibt, sondern ganz wesentlich auch die Befruchtung mit neuen, fremder Erfahrung entstammenden Ideen. Die technischen Betriebe aber werden durch erfolgreichen Kontakt mit der Wissenschaft auf eine höhere Stufe der Leistungsfähigkeit emporgehoben, zum Teil überhaupt erst ermöglicht. Es muß genügen, hier einige wenige Gebiete und führende Persönlichkeiten zu nennen, welche die Art dieser Einwirkung in einer jedermann verständlichen Weise besonders deutlich hervortreten lassen.

Ich nenne zuerst, wie billig, die chemische Technik, die ihren Bund mit der chemischen Wissenschaft unter Liebigs genialer Führung schloß, um ihn in der Folge immer enger zu gestalten, und sich dadurch bis zu einer Höhe der Leistung zu erheben, welche jede ausländische Konkurrenz weithin zurückgedrängt hat. Nichts erfreulicher für den Vertreter der Wissenschaft, als eine der großen Arbeitsstätten zu durchwandern, welche die chemische Industrie sich geschaffen. Denn den Anforderungen der immer fortschreitenden Praxis wird hier in der Weise begegnet, daß Hunderte gelehrter Chemiker nach den verschiedensten Richtungen hin mit rein theoretischen Untersuchungen beschäftigt werden.

Ich erwähne ferner, ebenfalls an Münchener Erinnerungen anknüpfend, den Bau der optischen Instrumente. Fraunhofer ist der Typus eines der seltenen Männer, bei denen exakteste physikalische Beobachtung und sorgsamste Durchführung der technischen Prozesse von Hause aus Hand in Hand gehen. Und in unseren Tagen hat Abbe, indem er seine theoretischen, insbesondere auch mathematischen Fähigkeiten mit der praktischen Leistung eines hervorragenden Mechanikers (Zeiß) verband,

[1]) Vortrag, gehalten bei der Jahresfeier des Deutschen Museums am 1. Oktober 1908 im Wittelsbacher Palais zu München. (Abgedruckt aus der Internationalen Wochenschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik vom 17. Oktober 1908.)

jene wunderbaren Jenenser Werkstätten geschaffen, welche die ausführende Optik auf eine ganz neue Basis stellten. Es gibt keine Frage der modernen Physik oder Chemie, insbesondere auch der Kristallkunde, die hier nicht unmittelbar aufgenommen und mit praktischen Problemen in Verbindung gesetzt würde.

Endlich die Elektrotechnik mit ihrem stattlichen Sprossen, der drahtlosen Telegraphie! Kein Zweifel, daß dieses Gebiet technischen Schaffens, welches sich immer mehr anschickt, unsere ganzen Existenzbedingungen umzugestalten, ausschließlich auf dem Boden fortgeschrittener physikalischer Einsicht entstanden ist. Von Ohm über Gauß und Weber bis hin zu Hertz (um nur einheimische Namen zu nennen) geht die Reihe der Forscher, an welche sich die großen Praktiker, allen voran unser Siemens, seinerzeit unmittelbar angeschlossen haben. Und nun hat sich die erfreulichste Wechselwirkung entwickelt, die höchstens durch die ungeheure Ausdehnung, welche das Gebiet gewonnen hat, in etwas gehemmt wird.

Diese Beispiele sind entscheidend. Sie lassen zugleich in erfreulicher Weise erkennen, wie sehr unser deutsches Land an der wissenschaftlichen Entwicklung der Technik teilgenommen hat. Ich bin nicht der Erste, der behauptet, daß eben hierin einer der Hauptgründe dafür zu erblicken ist, daß es der deutschen Industrie gelungen ist und fortschreitend gelingt, neben ihrer älteren Schwester, der englischen, Platz zu greifen.

Aber wir dürfen nicht unbedacht verallgemeinern. Es gibt wichtigste Gebiete der Technik, welche mit wissenschaftlichen Studien im engeren Sinne bisher nur wenig zu tun haben; ich nenne etwa die Textilindustrie oder den Bau von Automobilen und Fahrrädern. Es wäre interessant, unter dem Gesichtspunkte der Verbindung mit der Wissenschaft die verschiedenen Gebiete der Technik zu durchwandern und zu überlegen, warum die Dinge bald so, bald anders gestaltet sind, ob Notwendigkeiten vorliegen, die durch die Art der einzelnen Gebiete bedingt sind, oder Phasen der historischen Entwicklung, welche der Fortschritt bald überholen wird.

Statt weiter auszugreifen, möchte ich in diesem Betracht hier nur ein paar Worte über das jüngste Kind der heutigen Schaffensperiode sagen, den Liebling des Tages, die Motorluftschiffahrt und den mechanischen Flug. Es würde wenig angebracht sein, wenn ich als Theoretiker versuchen wollte, hier den wissenschaftlichen Gesichtspunkt einseitig in den Vordergrund zu stellen. Neben der großen technischen Konzeption ist es der unbeugsame Wille des Grafen Zeppelin, sein Wagemut, sein unerschütterliches Vertrauen auf den endlichen Sieg seiner guten Sache, die den Erfolg verbürgen und das Herz des deutschen Volkes gewonnen haben. Und ähnliches kann von den anderen Pionieren der neuen Technik gesagt werden. Aber wer näher zusieht, bemerkt, wie in der ganzen Entwicklung der aktiven Luftschiffahrt allerdings je länger je mehr sorgfältigste physikalische und mechanische Überlegungen zur Geltung kommen. Lilienthal, der mit seinem Gleitflieger als erster den Schwebeflug der Vögel erfolgreich nachahmte, hat bereits mit eingehenden Versuchen über den Luftwiderstand gewölbter Flächen eingesetzt. Entsprechendes ließe sich von Herrn v. Parseval berichten. Und Graf Zeppelin selbst hat sich je länger je mehr mit einem ganzen Stabe von Fachgelehrten umgeben. Alles spricht dafür, daß das Werk, welches jetzt in der Periode heroischer Entwicklung steht, auf dem Boden wissenschaftlicher Einzelarbeit weitere Förderung finden wird.

Ganz ähnlich dürften die Verhältnisse in vielen anderen Gebieten liegen, deren Aufzählung zu weit führen würde. Die Vertreter des Staats und die Leiter großer technischer Betriebe mögen ihre Aufmerksamkeit darauf gerichtet halten, um zu gegebener Zeit in richtiger Weise einzugreifen. Denn die wissenschaftliche Arbeit, wie sie hier verlangt wird, kann der Mithilfe leistungsfähiger Organisationen nicht entraten. Sie ist andererseits für das Gemeinwesen von der allergrößten Wichtigkeit. Man erwäge, daß in Zeiten ernster Bedrängnis, die unserer Nation nicht erspart bleiben werden, ein auch nur geringer Grad technischer Überlegenheit oder Unterlegenheit von entscheidender Bedeutung werden kann.

Wir haben soweit von dem Zusammengehen der wissenschaftlichen Forschung und der Technik gesprochen. Aber es gibt noch eine andere Art, wie die Wissenschaft die Technik unterstützt, die vielleicht noch weiter reicht, und die ich die unbewußte nennen möchte. Sie ruht auf der allgemeinen mathematisch-naturwissenschaftlichen Bildung, welche die ausübenden Persönlichkeiten — vom Erfinder herab bis zum Arbeiter, der die Einzelheiten herstellt — sich in der für sie in Betracht kommenden Form erworben haben mögen. Wir kennen keine Methode, um ein Genie zu schaffen, und auch die allgemeine Tüchtigkeit der Mitwirkenden ist ein Gut, das uns im wesentlichen von außen gegeben sein muß. Aber für die Verbreitung geeigneter mathematisch-naturwissenschaftlicher Kenntnisse und Fertigkeiten vermögen wir durch zweckmäßige Entwickelung unserer Unterrichtsanstalten außerordentlich viel zu tun. Hierüber wäre vieles zu sagen, wenn Zeit und Ort es gestatteten; ich würde glauben, dabei des Interesses meiner heutigen Zuhörerschaft von vornherein sicher zu sein. So

aber will ich mich darauf beschränken, zu tun, was mir heute besonders am Herzen liegt, nämlich die werten Gäste, welche aus allen Teilen Deutschlands hierhergekommen sind, auf die vorbildlichen Einrichtungen aufmerksam zu machen, die uns Bayern in dieser Richtung vor Augen führt.

Da haben wir zunächst, hier in München, ein wunderbar ausgebildetes System von Fortbildungsschulen und niederen Fachschulen als Ergebnis des Zusammenwirkens organisatorischer Kraft und weitreichender Opferfreudigkeit der Gemeindevertretung. Daß die heranwachsende Jugend, die nach Abschluß der Volksschule sich anschickt, in einen gewerblichen Beruf überzutreten, eingehender Fürsorge und Förderung bedarf, daß Kenntnis und Können dabei auf dem Boden der realen Verhältnisse entwickelt werden müssen, daß hierfür naturwissenschaftliches Sehen und Verstehen eine besonders wichtige Sache ist, das alles finden Sie hier in glänzender Weise bedacht —, die Ausstellung „München 1908" läßt uns darin interessante Einblicke tun. Kein Problem des Unterrichtswesens ist, auch für die Technik, im Augenblicke wichtiger als dieses: was wir für die breiten Schichten der heranwachsenden Jugend in der Zeit tun sollen, die zwischen Volksschule und Militärdienst liegt. Die Allgemeinheit hat hier bisher zu wenig eingegriffen und den Einzelnen zu sehr der Gefahr ausgesetzt, auf Abwege zu geraten. Die Überzeugung, daß mit großen Mitteln wohlbedachte Abhilfe geschaffen werden muß, verbreitet sich auch in Norddeutschland immer mehr, und allgemeinstes Interesse wendet sich dabei den mustergültigen Einrichtungen zu, die uns München vor Augen führt.

Des ferneren darf ich von der Berücksichtigung unserer Interessen an den hiesigen höheren Schulen (oder, wie es in Bayern heißt, den Mittelschulen) einiges sagen. Die befreiende Losung, von der die moderne Entwicklung dieser Schulen beherrscht wird, kam 1900 aus Norddeutschland: daß es verschiedene Typen nebeneinanderstehender Schulen geben soll, welche den verschiedenen Arten der Begabung der Schüler und der späteren Berufsanforderungen gleichmäßig gerecht werden und unter allgemeinen Gesichtspunkten als gleichwertig anzusehen sind. Wir müssen leider sagen, daß Mathematik und Naturwissenschaft einige Zeit brauchten, um die große in diesem Programm für sie enthaltene Wirkungsmöglichkeit zu erfassen. Es war erst 1904, daß die Gesellschaft deutscher Naturforscher und Ärzte hierfür eine eigene Unterrichtskommission einsetzte, welche Weihnachten 1907 einen zusammenfassenden Gesamtbericht veröffentlichte. Nun haben wir uns im Norden über das Entgegenkommen der maßgebenden Instanzen nicht etwa zu beklagen, aber wir sehen uns überall durch den Umstand gehemmt, daß die bestehenden Schulen bei uns, auch die realistischen, im wesentlichen Sprachschulen sind (unterschieden nur dadurch, ob der Nachdruck mehr auf die klassischen oder die modernen Sprachen gelegt wird). Erst die bayrische Unterrichtsverwaltung hat den uns ebenso erfreuenden als überraschenden Schritt getan, bei der Einführung ihrer neuen Oberrealschulen im vorigen Jahre ausdrücklich zu erklären, daß der Charakter dieser Anstalten in erster Linie ein mathematisch-naturwissenschaftlicher sein soll. Und das Zeitmaß für unsere Fächer und ihre methodische Ausgestaltung hat sie dabei ganz so bemessen, daß unsere wohlerwogenen Wünsche ganz befriedigt werden. Die Naturwissenschaft wird mit sieben Stunden durch alle Klassen durchgeführt, womit die Möglichkeit gegeben ist, neben Physik und Chemie auch den biologischen Disziplinen den erforderlichen Raum zu gewähren. Überall stehen praktische Übungen der Schüler im Vordergrund. Und dem mathematischen Unterricht hat man ganz das Gepräge gegeben, welches von der modernen Reformbewegung verlangt wird: daß durch frühzeitige Einführung des Funktionsbegriffs und seiner graphischen Darstellung der Schüler befähigt werde, die Bedeutung der Mathematik innerhalb des heutigen Kulturlebens in ihrer großen Einfachheit richtig zu verstehen.

Gestatten Sie endlich, dem früheren Professor der hiesigen technischen Hochschule zum Ruhme dieser hervorragenden Anstalt einige wenige Worte zu sagen, welche seitens der heute hier versammelten Zuhörerschaft gewiß auf volles Verständnis rechnen dürfen. Die Mehrzahl der Anwesenden weiß noch aus eigener Erinnerung, daß wir vor 10 bis 15 Jahren an den technischen Hochschulen Deutschlands lebhafte Auseinandersetzungen zwischen den mehr auf die Praxis gerichteten Vertretern des Ingenieurwesens und den mehr abstrakt interessierten Professoren der mathematisch-naturwissenschaftlichen Disziplinen hatten. Nun ist ja theoretisch dieser Kampf längst im positiven Sinne geschlichtet, indem sich die Überzeugung von der Notwendigkeit engsten Zusammenwirkens der beiden Richtungen in neuer Form — auf Grund etwa der folgenden Leitsätze durchgesetzt hat:

1. Der Unterricht in den mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächern an den technischen Hochschulen hat sich dem allgemeinen Unterrichtszweck der Anstalt einzufügen.

2. Andererseits bedarf die technische Unterweisung durchaus einer sorgfältigen mathematisch-naturwissenschaftlichen Grundlegung; ein allgemeiner technischer Unterricht auf Grund allein genialer Intuition ist unmöglich.

3. Darüber hinaus ist eine Minderzahl besonders veranlagter Ingenieure nach den verschiedenen in Betracht kommenden mathematisch-naturwissenschaftlichen Richtungen so weit zu fördern, daß sie gegebenenfalls, wo neue Verbindungen zwischen Wissenschaft und Technik in Zukunft erforderlich werden, mit eigenen Untersuchungen einsetzen kann.

Aber es fehlt doch noch manches, daß diese theoretischen Formulierungen (die sich ja aus der in meinem heutigen Vortrag dargelegten Auffassungsweise sozusagen von selbst ergeben) überall in der Praxis zur vollen Geltung gekommen wären.

Um so erfreulicher ist es zu sehen, wie an der Münchener Hochschule beide nebeneinander in Betracht kommenden Richtungen unter ausführlicher Bezugnahme Hand in Hand gehen. Und als äußeres Zeichen dafür hat hier — und bisher hier allein — die Abteilung für allgemeine Wissenschaften im Kreise der übrigen diejenige gleichberechtigte Stellung, die sie im eigenen Interesse wie im Interesse der Gesamtanstalt fordern muß, indem sie gleich den anderen das Recht hat, die höchste Würde, welche die Anstalt verleiht, den Doktor der technischen Wissenschaften, zu erteilen. Zugleich ist hier von alters her eine andere für uns besonders wichtige Frage in befriedigender Weise geordnet, indem die Technische Hochschule ihren ganz bestimmten Anteil an der wissenschaftlichen Ausbildung der Lehramtskandidaten der Mathematik und Naturwissenschaften hat. Wenn sich diese Ordnung nicht ohne weiteres auf unsere norddeutschen Verhältnisse übertragen läßt, so erfordert sie trotzdem sorgfältigste Beachtung.

Und nun die Krönung der hiesigen für das Zusammengehen von Wissenschaft und Technik so wichtigen Bestrebungen! Das ist diejenige Schöpfung, der unsere heutige Feier gilt, das Deutsche Museum selbst. Dürfen wir dasselbe doch als eine Unterrichtsanstalt ansehen, als eine Unterrichtsanstalt größten Stils, welche dem Bildungsbedürfnisse nicht irgendwie abgegrenzter Kreise, sondern der Gesamtheit entgegenkommt und damit dem großen Grundsatz gerecht wird, daß es mit der zunftmäßigen Einengung gelehrter Studien heute nicht mehr getan ist, sondern daß darüber hinaus jedermann ein Anrecht auf die seinen Interessen und seiner Vorbereitung entsprechende Kenntnisnahme der erzielten Fortschritte hat. Es ist wunderbar, wie dieser Grundgedanke überall, wo seine Ausführung auch nur durch Vermittelung des gedruckten Führers bekannt wird — bei Männern und bei Frauen der verschiedensten Stände —, sofortiges Verständnis und begeisterte Zustimmung findet. Man beneidet insbesondere um das neugeschaffene Bildungsmittel die heranwachsende Jugend. Wie ist es denn uns Älteren noch gegangen, wenn wir als Knaben irgendwelche Kenntnis von der Tätigkeit in Fabriken gewinnen wollten? Wir drangen vielleicht ohne Erlaubnis in das Gebäude ein, um meist bald durch irgendein Machtwort veranlaßt zu sein, den Ausgang wiederzugewinnen; jedenfalls aber war von irgendeiner Erklärung der in Betracht kommenden Prozesse oder gar einer Darlegung ihres Zusammenhangs mit allgemeinen wissenschaftlichen Prinzipien keine Spur. Durch die Einrichtung des Deutschen Museums hat die lernbegierige Jugend ein ganz anderes Sprungbrett für eigene spätere Leistungen gewonnen. Harte Arbeit soll ihr darum nicht erspart bleiben, denn ohne sie erstarkt weder der Charakter noch die intellektuelle Fähigkeit. Aber sie braucht nicht mehr im Dunkeln zu tappen; ihre Anstrengung kann sofort auf klar erkennbare Ziele gerichtet werden.

Hochverehrte Anwesende! Ich werde mich unter den heute gegebenen Umständen nicht noch ausführlicher über die interessanten hiermit berührten Organisationsfragen und ihre Wichtigkeit für die moderne Kultur verbreiten dürfen. Ich meine aber in Ihrer aller Sinne zu handeln, wenn ich Sie nun zum Schlusse bitte, jenen Männern, die zum Zustandekommen der hiesigen so bemerkenswerten Einrichtungen beigetragen haben, den Gründern des Deutschen Museums insbesondere, allen voran dem hohen Protektor des Deutschen Museums, Seiner Königlichen Hoheit dem Prinzen Ludwig, durch Erheben von Ihren Plätzen Ihren tiefempfundenen Dank auszudrücken. Wir vereinigen uns in dem Rufe: Seine Königliche Hoheit Prinz Ludwig lebe hoch! hoch! hoch!

(Eingegangen 21. Oktober 1908.)

BESPRECHUNGEN.

J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie. (Die Wissenschaft. Heft 20.) 8. X u. 241 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 6.50, gebunden M. 7.—

Eine überaus gründliche und geschickte Darstellung des schwierigen Problemes, die niemand versäumen möge zu Rate zu ziehen, der auf diesem Gebiete arbeitet. Die einschlägige Literatur ist bis auf die neueste Zeit in dem Kuenenschen Buche verwertet worden.

E. Bose.

B. Weinstein, Thermodynamik und Kinetik der Körper. gr. 8. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. Band III. Erster Halbband. Die verdünnten Lösungen, die Dissoziation, Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus (Erster Teil). XVI u. 464 S. 1905. M. 12.—. Band III. Zweiter Halbband. Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus (Zweiter Teil). Elektrochemie. XX u. 1189 S. 1908. M. 24.—

Dieser letzte Band des großen Werkes, zu dessen Anfertigung eine Arbeit von 20 Jahren nötig war, behandelt die folgenden Abschnitte: die verdünnten Lösungen, Darstellung der physikalischen Eigenschaften und der thermodynamischen Größen verdünnter Lösungen, osmotisches Gleichgewicht verdünnter Lösungen, Dissoziation und Assoziation, Spannung und Gefriertemperatur verdünnter Lösungen, allgemeine Theorie der Elektrizität und des Magnetismus und der elektromagnetischen Energien, Energie elektrischer Ladungen und Entladungen, Energie der Magnetisierung, der Entmagnetisierung, der Elektro- und Magnetostriktion, die kinetische Energie der Ströme und Magnete, Joules Gesetz, Thermostrom, Peltier- und Thomson-Wärme, thermomagnetische und galvanomagnetische Wirkungen, die elektromotorischen Kräfte des galvanischen Stromes, metallische Leitung und Elektronen, elektrolytische Leitung fester und flüssiger Elektrolyte, Leitfähigkeit und Dissoziation, Leitfähigkeit und Affinität, Elektrolyse und galvanische Erzeugung des elektrischen Stromes, elektromotorische Kraft und Dissoziation, Oxydations- und Reduktionselemente, kinetisch-hydrodynamische Theorien der galvanischen Kette von Nernst und Planck, Diffusionskette.

Wie schon aus diesen Kapitelüberschriften hervorgeht, ist der Inhalt so reichhaltig, daß eine eingehende Besprechung der einzelnen Abschnitte nicht möglich ist. Dem Verfasser gebührt der Dank aller Fachgenossen, die auf diesem Gebiet arbeiten, dafür, daß er das überaus große Material zu einem einheitlich Ganzen zusammengearbeitet und kritisch gesichtet hat, und dieser Dank wird ihm sicher auch von denen zu Teil werden, die an einzelnen Stellen mit seinen Ausführungen nicht einverstanden sind; so schränkt er z. B. nach Ansicht des Referenten die Bedeutung der van't Hoffschen Theorie allzusehr ein. In diesem Kapitel und ebenso in dem sich anschließenden über die Dissoziation hat er die Theorie vollständig neu bearbeitet und die in Anwendung befindlichen Annäherungsformeln durch möglichst genaue zu ersetzen und überall deren Geltungsbereich festzustellen versucht. Dasselbe gilt von den Gleichungen, welche der Verfasser auf anderen Gebieten z. B. in der Theorie der Gefrierpunktserniedrigung und Dampfspannung durch gelöste Körper aufgestellt hat; im Vergleich zu den bisher benutzten Formeln treten allerdings in der neuen eine Reihe von unbestimmten Koeffizienten auf, wodurch der Wert wesentlich eingeschränkt wird.

Besonders hervorgehoben möge auch das Kapitel über die bahnbrechende Theorie von Nernst über das chemische Gleichgewicht werden.

Ein eingehendes Sach- und Namenregister über das ganze Werk erhöht die Brauchbarkeit des Buches.

Der Verfasser schreibt am Schluß der Vorrede: „Ich darf wohl hoffen, daß mein Buch zur Klärung der Ideen und zum Fortschritt der Wissenschaft beitragen wird. Ich habe mit vieler Freude feststellen können, daß nicht wenige in den bisher herausgegebenen Bänden niedergelegten Ausführungen und Meinungen inzwischen Anerkennung gefunden haben." Sicher wird das gleiche auch von diesem Schlußband gelten; die Kritik wird die Ideen klären und die vielen neuen Gedanken werden für die Wissenschaft reiche Früchte tragen.

G. C. Schmidt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. George Jaffé für Physik, an der Universität Bonn Professor Curtius Müller (von der Landwirtschaftlichen Akademie zu Bonn-Poppelsdorf) mit einem Lehrauftrag für niedere Geodäsie.

Verliehen: Dem Privatdozent für chemische Technologie, speziell Färberei und Zeugdruck, an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Karl Weinreb der Titel a. o. Professor, den Professoren Dr. Josef Habermann (allgemeine und analytische Chemie) und Alfred Musil (Maschinenelemente) an der deutschen Technischen Hochschule Brünn und dem Professor Wenzel Rehorovsky (allgemeine Mechanik und Hydromechanik) an der böhmischen Technischen Hochschule Brünn der Titel e. Hofrates.

Ernannt: Der Gymnasiallehrer Dr. Kollros in Lachaux-defonds zum Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Zürich, der Ingenieur Baeschlin in Bern zum Professor der Geodäsie und Topographie an derselben Hochschule, der Professor an der Lehranstalt für Textilindustrie in Brünn Gustav Ulrich zum ord. Professor für chemische Technologie an der deutschen Technischen Hochschule daselbst, Dr. Bruno Meyermann in Göttingen zum Leiter des neu zu errichtenden Observatoriums in Tsingtau.

Berufen: Zum ord. Professor für allgemeine und analytische Chemie an der deutschen Technischen Hochschule Prag der a. o. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Hans Meyer, zum a. o. Professor für chemische Technologie an der deutschen Technischen Hochschule Prag der Privatdozent an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Hugo Ditz.

Nobelpreise: Für 1908 wurden erteilt Dr. Gabriel Lippmann, o. Professor der Physik an der Universität Paris, für Physik, Ernest Rutherford, o. Professor an der Universität Manchester, für Chemie.

Gestorben: In Córdoba (Argentinien) der Direktor der Sternwarte Dr. John Macon Thome.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil
von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **EMIL BOSE** in Oliva bei Danzig, Georgstraße 22.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Amsterdam, Johannes Müller. – **Brüssel**, Misch & Thron. – **Budapest**, Fr. Kilián's k. Universitätsbuchhandlung Nachfolger. – **Kopenhagen**, C. A. Reitzel. – **Kristiania**, Cammermeyers Boghandel. – **Mailand**, Ulrico Hoepli. – **New-York**, Lemcke & Buechner; G. E. Stechert & Co. – **Oxford**, Parker & Son. – **Paris**, C. Klincksieck. – **St. Petersburg**, K. L. Ricker. – **Stockholm**, Aktiebolaget Nordiska Bokhandeln. – **Wien**, Gerold & Co. – **Zürich**, Rascher & Cie., Meyer & Zeller's Nachfolger.

No. 25. 15. Dezember 1908. No. 285. 9. Jahrgang.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von mindestens 4 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland 28, im Ausland 29,60 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig, Georgstraße 22, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend:
M. Planck, Das Prinzip der Erhaltung der Energie. 2. Auflage,
und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von S. Hirzel in Leipzig, betreffend:
Heinrich von Treitschke's Schriften.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Heinrich von Treitschke

Bilder aus der Deutschen Geschichte.

Zwei Bände.

Preis geheftet Mk. 4,80, gebunden Mk. 6,—

Band I. Politisch-Soziale Bilder. Nationale Erstarkung und Erhebung. Der Anfang des Befreiungskrieges. Die Schlacht bei Belle-Alliance. Die konstitutionelle Bewegung. Friedrich Wilhelm IV. Die soziale Bewegung der 40er Jahre. Das Gefecht von Eckernförde. Geheftet 2,40 Mk., gebunden 3 Mk.

Band II. Kulturhistorisch-Literarische Bilder. Die goldenen Tage von Weimar. Literatur und Kunst im ersten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts. Dichtung und Kunst nach dem Befreiungskriege. Radikalismus und Judentum. Das souveräne Feuilleton. Berlin am Ausgang der Regierung Friedrich Wilhelms III. Die preußische Residenz während der Anfänge Friedrich Wilhelms IV. Poesie und Kunst der 40er Jahre. Geheftet 2,40 Mk., gebunden 3 Mk.

Die Bände sind auch einzeln käuflich.

Wer die Deutsche Geschichte nicht selbst besitzt, dem ist hier eine Zusammenfassung des Reichsten und Schönsten geboten, was dieser unabhängige Geist in oft prophetischer Weise geschrieben hat. Es ist erstaunlich, wie diese Schilderung einer verhältnismäßig fernen Zeit immer Parallelen und Ausblicke bietet auf unsere Tage, wie vieles überhaupt für die Gegenwart geschrieben erscheint. Politik und literarische Richtungen greifen heute vielfach zurück auf die Zeit der 30er und 40er Jahre, hier hat ein wahrhaft freier Geist daran vorschauende Kritik geübt.

Paul Kröplin

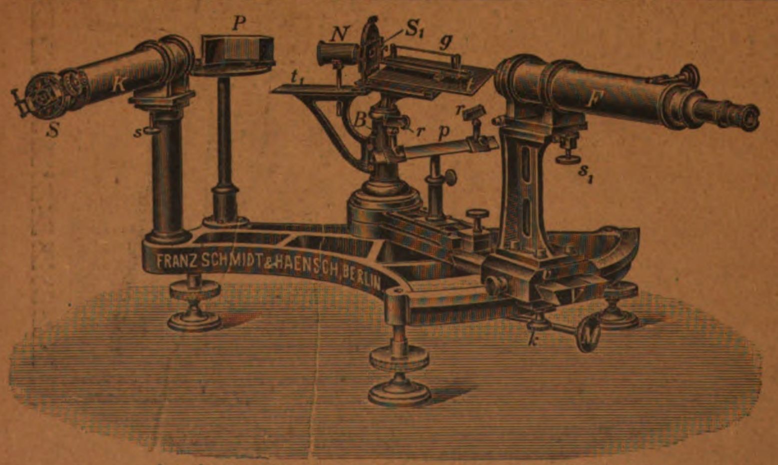
Feinmechanische Werkstatt

— Gegründet 1892 —

Pinneberg (Holstein).

Gáti's kompletter Barrettersatz mit Mikroamperemeter, Shunt und tragbaren Akkumulatoren: für Gesprächstrommessungen mit Kondensator und Telephonhörer; für Mikrophonmessungen mit Mikrophon, Batterie, Induktionsspule; für drahtlose Telegraphiemessungen mit Schaltungseinrichtungen für Antennen; für drahtlose Telephonie und Hochfrequenzstrommikrophonie-Messungen mit den nötigen Schaltern und Klemmen. Der Preis dieses Universalinstrumentes ist M. 280.— und höher je nach der Ausstellung und Empfindlichkeit.

Béla Gáti, Budapest, Hajós u. 33/35.



Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrke, geliefert an die Physikalisch-techn. Reichsanstalt.

Franz Schmidt & Haensch,

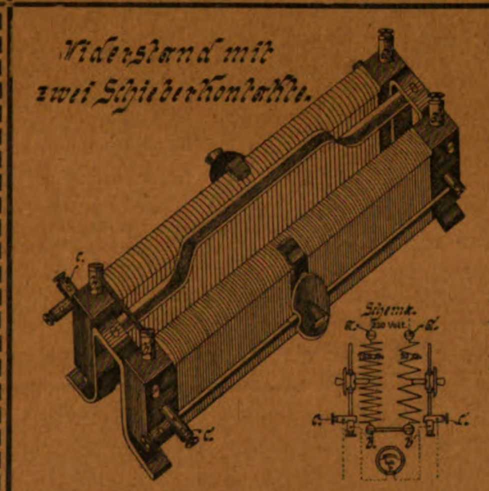
Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.
Apparate für Spiegelablesung,

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.


Widerstand mit zwei Schieberkontakten.
Schema


Normal-Widerstand.
1:5
23

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

